PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 10 — 15. Mai 1933 — Redaktionsschluß für Nr. 12 am 1. Juni 1933. — 34. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. Bär und E. Meyer, Über einige Versuche zur Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen. S. 393.

O. W. Lossew, Über den lichtelektrischen Effekt in besonderer aktiver Schicht der Karborundkristalle. S. 397.

H. Schlechtweg, Zur Erklärung der Plastizität in Einkristallen. S. 404.

R. W. Pohl, Der physikalische Hörsaal der Universität Göttingen. S. 408.

R. Eisenschitz, Der Einfluß der Gleitung auf die innere Reibung von Suspensionen. S. 411.

R. G. Loyarte, Die Anregungspotentiale des Argonatoms. S. 416.

M. Kulp und H. E. Binkele, Über eine eigentümliche Struktur der Wasserstoffresonanzlinie λ 1216 Å. S. 420.

Besprechungen:

Handbuch der Physik. (2. Aufl.) Band XXIII/1. Quantenhafte Ausstrahlung. S. 423

F. Hopfner, Physikalische Geodäsie. S. 423.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil I. S. 424.

M. J. O. Strutt, Lamésche-, Mathieusche und verwandte Funktionen. S. 424.

Tables Annuelles de Constantes et Données numériques de Chimie, de Physique, de Biologie et de Technologie. Vol. VIII et IX.

— de Spectroscopie.

— d'Électricité, Magnétisme et Électrochimie. S. 424.

G. Wiegner und P. Stephan, Technische Physik. Band I. S. 424.

Personalien. S. 424.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einige Versuche zur Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen.

Von R. Bär und Edgar Meyer.

§ 1. Bekanntlich haben ungefähr gleichzeitig und unabhängig voneinander Debye und Sears[1]), sowie Lucas und Biquard[2]) gezeigt, daß ein Lichtstrahl, der durch eine Flüssigkeit hindurchgeht und in derselben auf elastische Kompressionswellen auftrifft, an den dadurch in der Flüssigkeit entstehenden optischen Inhomogenitäten gebeugt wird. Bei passender Wahl der Länge der elastischen Welle (nämlich etwa 0,1 mm, d. h. Frequenz etwa 10^7 Hz) und wenn der Lichtstrahl ungefähr senkrecht auf einen solchen Ultraschallstrahl auftrifft, wirkt der Schallwellenzug auf die hindurchgehende Lichtwelle ähnlich wie ein Beugungsgitter, so daß Beugungsspektren bis zur etwa 10. Ordnung beobachtet werden können. Im Folgenden soll nun eine kleine Modifikation der Versuchsanordnung der genannten Autoren beschrieben werden, die es gestattet, die Ausbreitung von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten auf einfache Weise zu demonstrieren, und mit der ferner die Schallwellenlänge auf eine neue Methode bestimmt werden kann.

In der Versuchsanordnung von Debye-Sears und Lucas-Biquard dient als Lichtquelle zur Erzeugung der Beugungsspektren ein beleuchteter Spalt, der parallel zu den „Gitterstrichen" d. h. zu den Schallwellenebenen stehen muß. Wenn man den Spalt durch eine feine Lochblende ersetzt, so hat das zwar den Nachteil, daß die Beugungserscheinung viel lichtschwächer wird, aber man gewinnt dadurch gleichzeitig vier wichtige Vorteile. Erstens kann man, wenn die Richtung des Schallstrahls noch unbekannt ist, dieselbe unmittelbar aus der Richtung, in welcher der Bildpunkt zu einer Reihe von Beugungsspektren auseinandergezogen wird, entnehmen; denn die Beugungsbilder der Lochblende liegen auf einer Geraden, die zusammenfällt mit der Richtung, in der sich der Schallstrahl ausbreitet. Zweitens kann man, wenn die Flüssigkeit gleichzeitig von mehreren Schallwellenzügen durchlaufen wird, deren Fortpflanzungsrichtungen aber alle in einer Ebene senkrecht zum hindurchgehenden Lichtstrahl liegen müssen, die Existenz aller dieser verschiedenen Wellenzüge sofort am Auftreten der zugehörigen Beugungsbilder erkennen. Drittens endlich kann man die Versuchsanordnung nun so einrichten, daß der von der Lochblende ausgehende Lichtstrahl beim Durchtritt durch die Flüssigkeit nur einen kleinen Querschnitt besitzt, so daß man durch das Beugungsbild Auskunft erhält über den Schwingungszustand in einem relativ kleinen

1) P. Debye u. F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. Sc. **18**, 409, 1932. Zur Theorie vgl. ferner P. Debye, Physik. Zeitschr. **33**, 849, 1932.

2) R. Lucas u. P. Biquard, Journ. de phys. et Rad. **3**, 464, 1932. Zur Theorie vgl. ferner R. Lucas, C. R. **195**, 1066, 1932.

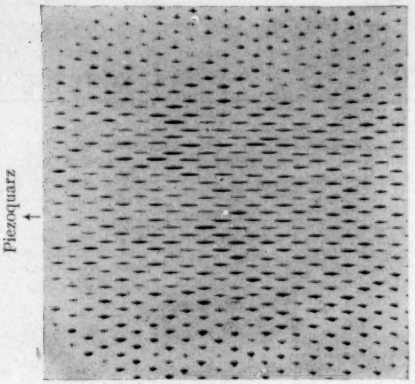


Fig. 1. Ungedämpfte, horizontal fortschreitende Ultraschallwelle in Xylol.

Flüssigkeitsvolumen. Wenn man dann noch die Lochblende in ihrer Ebene verschiebt, so daß der Lichtstrahl der Reihe nach verschiedene Flüssigkeitsvolumina überstreicht, so kann man damit das ganze Schallwellenfeld „abtasten". Man kann aber auch viertens gleichzeitig eine große Anzahl von in einer Ebene liegenden Lochblenden als Lichtquellen benutzen und erhält dann mit einer einzigen Aufnahme einen Überblick über das gesamte Wellenfeld.

Im Folgenden sollen zuerst einige einfache Demonstrationsversuche, die sich mit dieser Versuchsanordnung anstellen lassen, angegeben

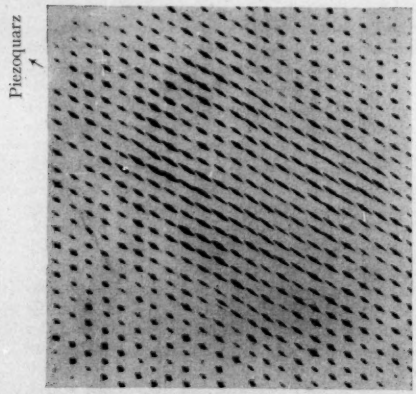


Fig. 2. Der Schallstrahl läuft infolge Neigung des Piezoquarzes schräg abwärts.

werden. Als wichtigere Anwendung wird dann gezeigt, wie sich die Wellenlänge der Schallwellen durch Beugung derselben an einem in die Flüssigkeit gebrachten Drahtgitter bestimmen läßt.

§ 2. Über die Versuchsanordnung, die besonders von Lucas und Biquard eingehend beschrieben ist, seien nur noch folgende Angaben gemacht: Das Licht einer Bogenlampe wird durch eine Kondensorlinse schwach konvergent gemacht und fällt dann auf den Schirm, in dem sich die Lochblenden befinden. Als solchen Schirm haben wir einfach Kartonstücke benutzt, in die nach zwei aufeinander senkrechten Richtungen in regelmäßigen Abständen von 2–10 mm mit einer Stecknadel feine Löcher gestochen wurden. Dieses Löchernetz wurde nun durch eine gute Projektionslinse (27 cm Brennweite und 32 mm Durchmesser), die sich an der Stelle befand, wo das von der Kondensorlinse erzeugte Bild der Lichtquelle war, auf eine Bildebene abgebildet. In dieser befand sich bei subjektiver Beobachtung ein Projektionsschirm und bei photographischen Aufnahmen das lichtempfindliche Papier. Der Flüssigkeitstrog, in dem das Licht an den Schallwellen gebeugt wird, kann nun an irgendeine Stelle zwischen den Karton mit den Lochblenden und dessen Bild gesetzt werden. Je näher der Abbildungslinse er steht, desto mehr überlappen sich die von den einzelnen Blendenöffnungen ausgehenden Lichtstrahlenbündel, desto weniger wird also das Ziel des Abtastens des Wellenfeldes erreicht. Anderseits sind in diesem Falle die Abstände der Beugungsbilder verschiedener Ordnung größer, d. h. es wird die Beugungserscheinung deutlicher sichtbar. Der Piezoquarz (von B. Halle Nachf., Berlin-Steglitz, für eine elektrische Wellenlänge von 40 m geschliffen) war eine dünne kreisförmige Scheibe von 20 mm Durchmesser. Mit der einen Fläche war er auf ein Blechstück aufgeklebt, das gleichzeitig als Halter für den Kristall und als die eine Stromzuführung eines Kurzwellensenders diente. Als zweite Stromzuführung wurde eine dünne Stanniolfolie verwendet, die auf die andere Quarzfläche aufgeklebt war. Die Emission der Schallwellen geschah dann mit merklicher Intensität nur auf der Seite der Stanniolfolie. Wohl infolge der großen Dämpfung bei dieser Methode der Kristallmontierung war der Kristall nicht nur bei einer scharfen Frequenz zum Schwingen zu bringen, sondern er emittierte mit merklicher Intensität über einen relativen Frequenzbereich von etwa 30 Proz., und zwar war, wenn die Frequenz des Senders diesen Bereich durchlief, nur ein allmähliches Zu- und Wiederabnehmen der Schwingintensität und nicht etwa das Auftreten mehrerer Resonanzstellen zu bemerken.

Fig. 1 zeigt eine vom Piezoquarz, der rechts außerhalb der Fig. vertikal aufgestellt ist, in horizontaler Richtung emittierte Welle in Xylol. Hier wurde als Lochblendenschirm ein Karton mit folgendem Lochmuster benutzt: In vertikaler Richtung liegen die Löcher in 2 mm Abstand auf Geraden. Die Lochanordnung jeder dieser vertikalen Geraden geht aus der vorhergehenden (oder folgenden) hervor durch Parallelverschiebung der Geraden um 2 mm und Verschiebung in ihrer eigenen Richtung um 1 mm. Die Abbildung läßt gegen den Rand zu nach oben und unten zu wünschen übrig, ferner sind die einzelnen Lochblenden nicht exakt gleich groß, so daß die Beugungserscheinung an einigen Löchern etwas zu stark und an andern wieder zu schwach auftritt. Trotzdem sieht man sehr deutlich, daß der Quarz einen senkrecht von seiner Oberfläche ausgehenden Schallstrahl emittiert, dessen Querschnitt konstant (nämlich gleich der Quarzoberfläche) und recht scharf begrenzt ist. Ferner ist keine Abnahme der Intensität der Ultraschallwellen mit zunehmender Entfernung vom Kristall innerhalb des von den Lichtstrahlen durchsetzten Flüssigkeitsvolumens aus der Figur sichtbar. Fig. 2 zeigt denselben Versuch bei Neigung des Piezoquarzes, so daß der Schallstrahl nun schräg aufwärts läuft. Fig. 3 stellt eine Wiederholung des Versuchs der Fig. 1 in einer zähen Flüssigkeit (Mischung von Terpentinöl und Vaselinöl) dar. Hier ist die starke Dämpfung der Schallwelle gut sichtbar. Diese Dämpfung hat eine ungleichmäßige Erwärmung der Flüssigkeit zur Folge, so daß die Beugungsbilder schon kurze Zeit nach dem Einsetzen der Schallwelle unscharf werden. Die Aufnahme durfte daher hier nicht später als etwa 1 Sekunde nach dem Einschalten der Schallschwingung erfolgen.

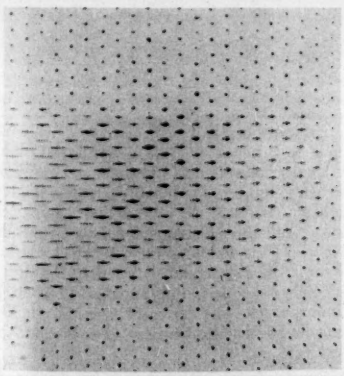


Fig. 3 Gedämpfte Schallwelle in Mischung aus Terpentinöl und Vaselinöl.

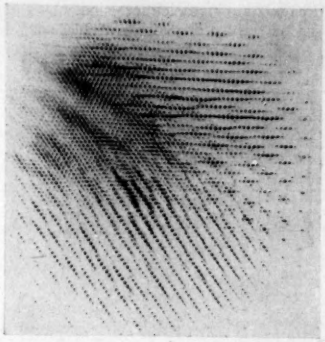


Fig. 4. Reflexion einer Schallwelle an einer Glasplatte in Xylol.

Fig. 4 stellt die Reflexion eines Schallstrahls an einer in die Flüssigkeit (hier wieder Xylol) gebrachten Glasplatte bei einem Einfallswinkel von etwa 26° dar. In denjenigen Teilen der Flüssigkeit, die von der einfallenden und der reflektierten Welle überstrichen werden, erhält man jetzt an jeder einzelnen Lochblende eine einem Kreuzgitter entsprechende Beugungserscheinung. Dies ist besonders gut auf Fig. 5 zu sehen, wo nur eine einzige Lochblende benutzt wurde, auf die dann, um die Erscheinung lichtstärker zu machen, das Licht der Bogenlampe durch die Kondensorlinse fokussiert wurde.

§ 3. Die dargestellte Methode ist geeignet, die Beugung eines Schallstrahls an einem in die Flüssigkeit gebrachten Drahtgitter zu untersuchen. Dies ist von Interesse, weil man dadurch die Wellenlänge der Schallwelle nochmals auf eine neue und unabhängige Methode bestimmen kann. Hier wurde (vgl. Fig. 6) in den Weg des vom Piezoquarz Q emittierten Schallstrahls S das Drahtgitter G parallel zu dem Quarz aufgestellt und zwar so, daß die Gitterdrähte parallel dem einfallenden Lichtstrahl waren. Das Gitter gibt Anlaß zu den abgebeugten Schallstrahlen erster Ordnung S_1 und S_1', sowie zu weiteren Strahlen höherer Ordnung, die in der

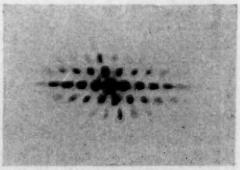


Fig. 5. Kreuzgitterinterferenz als Beugungsbild einer Lochblende bei Reflexion einer ebenen Schallwelle an einer Glasplatte.

Figur nicht eingezeichnet sind. Das durch die Lichtstrahlen abgetastete Gebiet wird durch die Fläche F dargestellt. Ohne Drahtgitter erhält man nur im horizontal schraffierten Bereich,

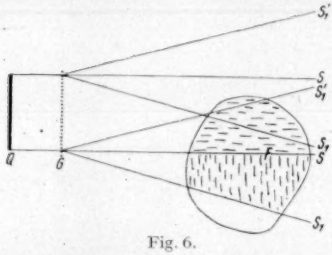


Fig. 6.

der vom direkten Strahl S überstrichen wird, eine Beugungserscheinung; mit Gitter dagegen wird hier die Beugungserscheinung infolge Überlagerung des direkten Strahls und der abgebeugten Strahlen kompliziert. In diesem Fall erhält man eine einfache Beugungserscheinung dagegen im vertikal schraffierten Teil von F (wo ohne Gitter keine Schallwelle hindurchgeht), weil dieses Gebiet nur durch den gebeugten Strahl S_1 überstrichen wird. Aus dem Winkel, den der abgebeugte Strahl mit dem direkten bildet, läßt sich dann die Wellenlänge berechnen.

Die Lochblenden hatten bei diesen Versuchen, die ebenfalls in Xylol angestellt wurden, in vertikaler Richtung einen Abstand von 3 und in horizontaler einen solchen von 10 mm. Es gelangten zwei Drahtgitter zur Verwendung mit einer Gitterkonstanten von 0,04 bzw. 0,10 cm und einem Drahtdurchmesser gleich der halben Gitterkonstante. Die Aufnahme geschah in der Weise, daß zuerst eine Belichtung mit Gitter (*a*) erfolgte; dann wurde das Gitter entfernt und das lichtempfindliche Papier ein wenig in horizontaler Richtung verschoben, worauf das Beugungsbild ohne Gitter (*b*) photographiert wurde. Fig. 7 stellt eine solche Aufnahme dar. Je zwei nahe beieinander liegende Punktreihen gehören zusammen und stellen dasselbe Beugungsbild, links mit und rechts ohne Gitter, dar. (Von der äußersten Reihe rechts fehlt das zugehörige Bild ohne Gitter.) Die Versuchsresultate, die mit dieser Anordnung erhalten werden, kann man vergleichen mit denjenigen, die man erhält, wenn man Licht von bekannter Wellenlänge an dem Schallwellengitter abbeugt und dessen Gitterkonstante aus dem Winkel zwischen dem direkten und dem abgebeugten Licht berechnet. Die Resultate einiger solcher bloß orientierender Messungen sind in der Tabelle zusammengestellt. Sie ergeben, wie ersichtlich, keine systematischen Abweichungen; die Unterschiede liegen wohl innerhalb der Meßfehler von 10–15 Proz.

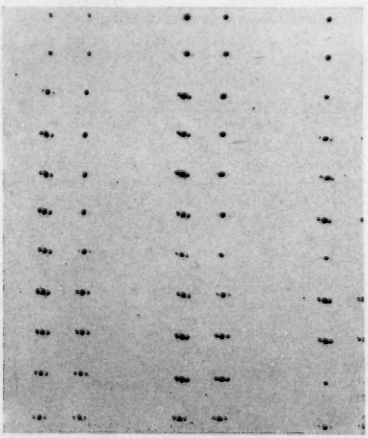


Fig. 7. Beugung einer Schallwelle an einem Drahtgitter (*a* = mit Gitter, *b* = ohne Gitter).

Vergleich der Messungen der Schallwellenlänge durch Licht- und durch Schallbeugung.

Messung aus der Lichtbeugung (Lichtwellenlänge = 5500 Å)		Messung aus der Beugung der Schallwelle		
Tangens des Beugungswinkels	Schallwellenlänge in cm	Gitterkonstante in cm	Beugungswinkel in °	Schallwellenlänge in cm
$2{,}65 \cdot 10^{-3}$	$2{,}08 \cdot 10^{-2}$	0,04	27,0	$1{,}84 \cdot 10^{-2}$
2,94	1,87	0,04	25,5	1,72
3,08	1,78	0,04	26,5	1,80
3,38	1,63	0,04	23,0	1,56
2,65	1,89	0,10	12,0	2,10
3,08	1,78	0,10	11,0	1,91
3,23	1,70	0,10	10,0	1,74

Zusammenfassung: Es wird eine Methode beschrieben, wie die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten verwendet werden kann, um das Schallwellenfeld in einem größeren Bereich der Flüssigkeit durch eine einzige Aufnahme festzustellen. Die Schallwellenlänge wird aus der Beugung des Schallstrahls an einem in die Flüssigkeit gebrachten Drahtgitter auf eine neue und unabhängige Methode bestimmt, welche mit der bisherigen, die die Beugung der Lichtwellen benutzt, übereinstimmende Resultate ergibt.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

(Eingegangen 24. Februar 1933.)

Über den lichtelektrischen Effekt in besonderer aktiver Schicht der Karborundkristalle.

Von O. W. Lossew.

§ 1. Einige allgemeine Angaben über die aktive Schicht[1]).

Es werden an Karborundkristallen (*SiC*) zwei Arten von Gleichrichterwirkung beobachtet.

1. In einem Falle ist die Gleichrichterwirkung durch Vorhandensein einer besonderen, einige μ dicken aktiven Schicht an den Flächen einzelner Kristalle bedingt. In derselben Schicht kann beim Belichten eine Photo-EMK auftreten. Beim Stromdurchgang durch diese Schicht kann in derselben auch eine Leuchterscheinung auftreten, nämlich das „Leuchten II", wenn eine Potentialdifferenz in Richtung: (−) obere Elektrode, (+) Kristall von außen angelegt wird (Schema in Fig. 1). Es war möglich, diesen Fall eingehender zu untersuchen und zwar durch Beobachtungen an einzelnen Einkristallen[2]).

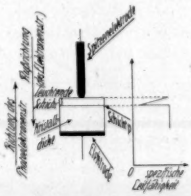


Fig. 1.

Bei $\left\{\begin{matrix}(-)\text{ obere Elektrode}\\(+)\text{ Karborund}\end{matrix}\right\}$ Leuchten II;
bei $\left\{\begin{matrix}(+)\text{ obere Elektrode}\\(-)\text{ Karborund}\end{matrix}\right\}$ „Analogon dem Leuchten I."

2. Ist die aktive Schicht nicht vorhanden (entweder weggeschliffen oder wird ein Kristall genommen, welcher keine aktive Schicht besitzt) so wird beim Belichten kein Auftreten einer EMK beobachtet[3]), eine merkliche Gleichrichterwirkung ist dann nur in dem Falle möglich, wenn bedeutende Unebenheiten der Kristalloberfläche vorhanden sind (Schema in Fig. 2). In diesem Falle findet der Gleichrichtereffekt im umgekehrten Sinne statt, wie bei Vorhandensein einer besonderen aktiven Schicht[1]). Bei Stromdurchgang: (−) Spitze, (+) Kristall wird „Leuchten I" beobachtet.

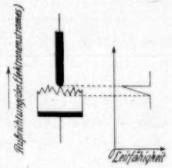


Fig. 2.

Bei $\left\{\begin{matrix}(-)\text{ obere Elektrode}\\(+)\text{ Karborund}\end{matrix}\right\}$ Leuchten I;
bei $\left\{\begin{matrix}(+)\text{ obere Elektrode}\\(-)\text{ Karborund}\end{matrix}\right\}$ „Analogon dem Leuchten II."

In der vorliegenden Arbeit wird der Verlauf der spezifischen Leitfähigkeit des auf den Fall mit aktiver Schicht sich beziehenden Diagramms (Fig. 1) durch Beobachtungen bestätigt, welche in §§ 2 und 3 beschrieben sind. Ferner (§§ 4–6) wird hauptsächlich der lichtelektrische Effekt in der aktiven Schicht betrachtet.

Fig. 3. Kristall und Spitze sind wie in der Fig. 1 angeordnet.

Während der Leuchterscheinung wurden die Dicken der aktiven Schichten noch an einigen Karborundeinkristallen unter dem Mikroskop gemessen; diese Meßdaten sind hier (gleichzeitig mit denjenigen vier, welche bereits in der vorhergehenden Mitteilung erwähnt worden sind) angeführt: 4 μ, 5 μ, 7 μ, 10 μ, 11 μ, 12 μ, 15 μ, 20 μ, 24 μ. Diese Zahlenwerte sind bei den Beobachtungen der Profile der aktiven Schichten an den Bruchoberflächen dieser Einkristalle erhalten.

1) Lossew, Physik. Zeitschr. **32**, 692, 1931; **30**, 920, 1929.

2) Vgl. Lossew, Phil. Mag. **6**, 1024, 1928; Telegrafia i Telefonia bez prowodow (TiTbp) **44**, 485, 1927, wo Beobachtungen hauptsächlich an feinkristallinen Aggregaten beschrieben sind; das Vorhandensein einer aktiven Schicht war noch nicht geklärt.

3) Trat die Photo-EMK auch in diesem Falle auf, so war sie sehr gering; sie blieb bei den durchgeführten Beobachtungen unbemerkbar. Vgl. H. Dember, Physik. Zeitschr. **32**, 554, 1931; **32**, 856, 1931; **33**, 207, 1932; L. Bergmann, Physik. Zeitschr. **33**, 209, 1932.

1) Physik. Zeitschr. **32**, 692, 1931. Die entgegengesetzte Stromrichtung der gleichgerichteten Komponente für das System der Type nach Fig. 1 in bezug auf das System der Type nach Fig. 2 wurde bei Gleichrichtung des Hochfrequenzstromes (3×10^9 Hertz) beobachtet und entsprach dem Verlauf der statischen Stromspannungscharakteristiken (TiTbp. **44**, 485, 1927; Phil. Mag., l. c.).

In Fig. 3 ist eine mikrophotographische Aufnahme einer von den Einkristallbruchoberflächen während des Leuchtens II gezeigt, nämlich eines eine aktive Schicht von 15 μ Dicke besitzenden Einkristalls. Man kann sehen, daß die leuchtende Schicht ziemlich scharf von der übrigen dunkeln Kristalldicke abgrenzt; I war = 25 mA; V (an den Klemmen) = 19,5 Volt. Hier ist hauptsächlich auch ein Profil der aktiven Schicht gezeigt.

Wir möchten annehmen, daß die aktiven Schichten, welche bei Karborundkristallen und einigen anderen Halbleiterkristallen (§ 6) vorhanden sind, analog der Schottkyschen und Langeschen Sperrschicht[1]) betrachtet werden können.

§ 2. Über die Leitfähigkeit der aktiven Schicht bei sehr geringen Stromdichten.

Die Elektroden wurden gemäß Fig. 4 aufgestellt. Der Einkristall hatte eine Tablettenform (sechskantige Tafel). Die Dicke der ganzen

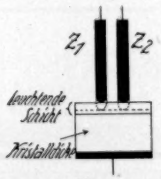


Fig. 4.

Tablette war 395 μ. Die Dicke der aktiven Schicht an der Bruchstelle des Einkristalls wurde während des Leuchtens II unter dem Mikroskop gemessen und ergab sich (vor dem Wegschleifen) zu 11 μ. Für jede Wegschleiftiefe der aktiven Schicht wurde eine Serie von Stromspannungscharakteristiken aufgenommen: 1. zwischen den Spitzenelektroden Z_1 und Z_2; 2. zwischen einer jeden von den Elektroden Z_1 bzw. Z_2 und der am inaktiven Teil des Einkristalls angelegten Elektrode. Diese Charakteristiken sind für das Gebiet der schwachen Ströme in Fig. 5a–g aufgezeichnet; dort sind auch die Widerstände für den linearen Teil angegeben[1]), und zwar bedeuten R_s Widerstand zwischen Z_1 und Z_2 (Fig. 4); R_1 und R_2 zwischen Z_1 bzw. Z_2 und der unteren Elektrode von großer Oberfläche.

Ist R_s bedeutend kleiner als $R_1 + R_2$ (Fall a, e, f), so ist das ein Zeichen, daß unterhalb der gegebenen Schicht eine besonders starke Abnahme der spezifischen Leitfähigkeit stattfindet.

Die Elektroden Z_1 und Z_2 wurden aus Stahldraht von 0,3 mm Durchmesser hergestellt, der Abstand zwischen ihnen war 0,5 mm und blieb bei allen in Fig. 5 (s. S. 399) angegebenen Tiefen des Wegschleifens gleich.

B. Claus fand, daß an den Oberflächen der Karborundkristalle oft eine sehr dünne isolierende Kieselsäureschicht vorhanden ist[2]). Ihre Dicke wird von B. Claus zu etwa 10^{-5} cm (z. B. $6{,}5 \times 10^{-5}$ mm) berechnet. Um ihren Einfluß bei den Beobachtungen ohne Wegschleifen zu vermindern, wurde mit unseren Messungen erst nach vorherigem Durchlassen eines Stromes bis zu einigen mA durch jeden Kontakt begonnen; der Kontaktdruck entsprach etwa 70–120 g pro Spitze.

§ 3. Potentialverteilung innerhalb der aktiven Schicht in Abhängigkeit von der Stromstärke und der Stromrichtung.

Das Bild der Potentialverteilung ist in Fig. 6 dargestellt. Die Meßdaten wurden mittels einiger an der Oberfläche der schräg weggeschliffenen

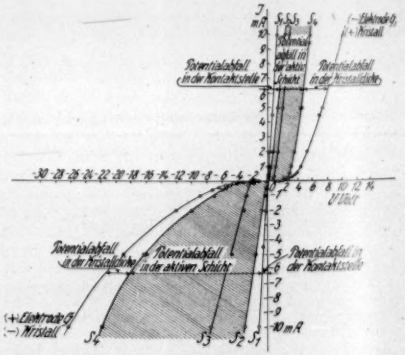


Fig. 6.

1) W. Schottky, Physik. Zeitschr. **32**, 833, 1931; **31**, 913, 1930; W. Schottky, R. Störmer u. F. Waibel, Jahrb. d. d. T. u. T. **37**, 162 u. 175, 1931; W. Schottky u. W. Deutschmann, Physik. Zeitschr. **30**, 839, 1929; F. Waibel u. W. Schottky, Physik. Zeitschr. **33**, 583, 1932; B. Lange, Physik. Zeitschr. **31**, 139 u. 964, 1930; L. O. Grondahl u. Geiger, Journ. A. I. E. E. **46**, 215 u. 505, 1927; W. N. Lepeschinskaja-Krakau, Westnik Elektrotechniki [1], 179, 1930 u. 399, 1931; W. Vogt, Ann. d. Physik **7**, 183, 1930; O. v. Auwers u. H. Kerschbaum, Ann. d. Physik **7**, 129, 1930; L. Bergmann, Physik. Zeitschr. **32**, 286, 1931; I. Kurtschatow u. C. Sinelnikow, Physik. Zeitschr. d. Sowjetun. I, 23, 1932; I. Kurtschatow, C. Sinelnikow u. M. Borissow, Physik. Zeitschr. d. Sowjetun. I, 42, 1932; H. Teichmann, Ann. d. Physik [5] **13**, 649, 1932.

1) Physik. Zeitschr. **32**, 696, 1931.

2) B. Claus, Ann. d. Phys. [5] **11**, 331, 1931; **14**, 644, 1932; Physik. Zeitschr. **31**, 360, 1930.

aktiven Schicht aufgestellten Sonden S_1, S_2, S_3, S_4 erhalten (vgl. Fig. 7, S. 400). An alle Sonden wurden Kompensationsgegenspannungen angelegt und bei jeder Beobachtung so gewählt, daß der Strom durch die Sonden gleich Null war (Zeigergalvanometer mit Lupe; 1 Skt.

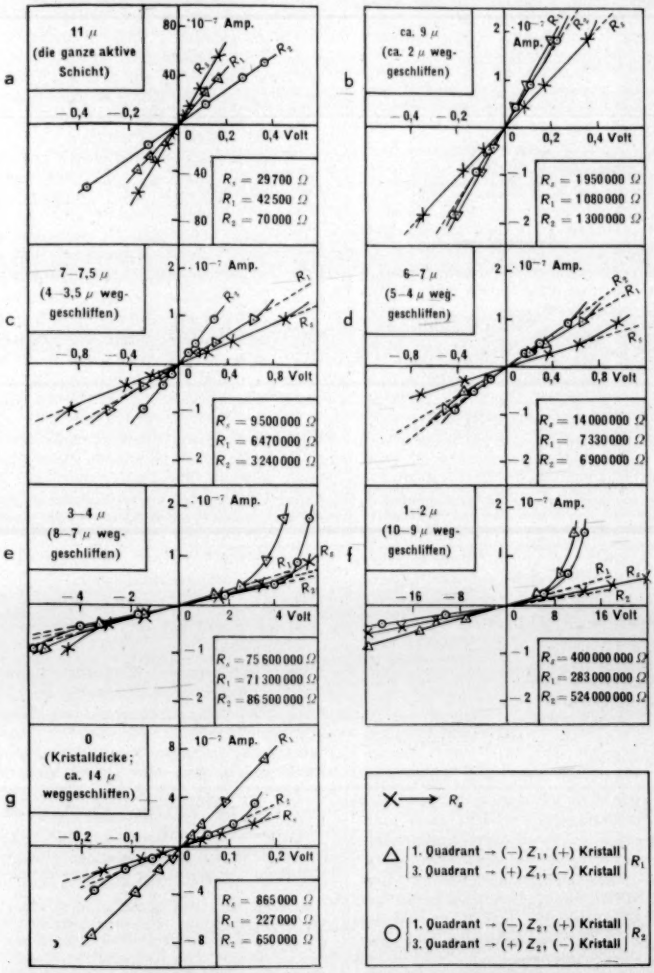


Fig. 5a–g.

= 1,85 × 10^{-7} Amp.). Die Kurven der Fig. 6 wurden für einen anderen Teil desselben tablettenförmigen Einkristalls (Fig. 4) erhalten (er wurde in einige Teile zerbrochen). Die Dicke der ganzen Tablette ist wieder = 395 μ; davon fällt auf die aktive Schicht 11 μ.

Die Stromspannungskurven der Sonden selbst wurden auch mehrmals aufgenommen zur

Kontrolle, ob sich nicht während der Kurvenaufnahme der Fig. 6 eine der Sonden von ihrer Stelle verschoben hatte. Zur Nachprüfung wurden einige Punkte bei der Stromänderung hin und zurück auch wiederholt aufgenommen; alle aufgenommenen Punkte fielen innerhalb der Beobachtungsfehler zusammen.

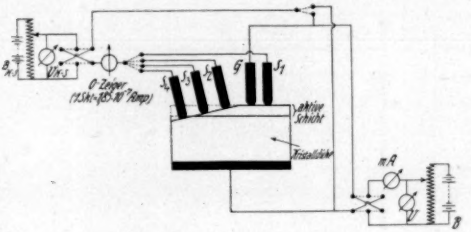


Fig. 7.

Aus Fig. 6 kann die Bedeutung einzelner Schichten der aktiven Schicht verfolgt werden. Wir sehen, daß der Potentialabfall in Abhängigkeit von der Stromrichtung disymmetrisch für die unteren, am schlechtesten leitenden Schichten p der aktiven Schicht ist (s. Fig. 1). Diese disymmetrischen Teile sind in Fig. 6 gestrichelt angegeben; sie liegen zwischen den Sonden S_2 und S_4.

Für den eigentlichen Kristall ist der Potentialabfall symmetrisch: bei geringen und mittleren Stromdichten ist hier das Ohmsche Gesetz gültig (Fig. 6). Der Potentialabfall in der Kontaktstelle selbst, zwischen der Hauptelektrode G und der oberen Schicht, ist unbedeutend und auch symmetrisch (Kurve S_1; Fig. 6). Also kann die Gleichrichterwirkung wirklich weder dem Kontakte noch dem normalen Kristall und auch nicht dem Kontakte zwischen Kristall und der unteren Elektrode von großer Oberfläche zugeschrieben werden.

Die Entstehung der unipolaren Leitfähigkeit und der Gleichrichterwirkung muß folglich den Eigenschaften der aktiven Schicht selbst zugeschrieben werden. Sie kann durch Verschiedenheit der Energie eV_1 gedeutet werden (e = Elektronenladung; V_1 = Potentialdifferenz pro freie Weglänge), welche die Leitungselektronen auf einer freien Wegelänge bei ihrer Bewegung von dieser oder jener Seite zur Schicht p infolge der von außen angelegten Spannung erwerben. Je nach der Größe von $e \cdot V_1$ kann sich eine Verschiedenheit beim Prozesse der Stoßbefreiung der Elektronen in der am schlechtesten leitenden Schicht p ergeben. Nimmt man sogar an, daß die mittlere freie Weglänge in allen Kristallschichten gleich ist, so kann die Einseitigkeit bei diesen Prozessen schon infolge der disymmetrischen Potentialgradientverteilung an beiden Seiten der Schicht p stattfinden (Fig. 1 u. 6).

Der Wirkungsmechanismus eines solchen Systems würde sich noch bedeutend verbessern, wenn man annimmt: 1. daß die vor der Schicht p gelegenen Schichten der aktiven Schicht eine besonders große mittlere freie Weglänge l bei geringer Konzentration freier Elektronen n besitzen; 2. daß die große spezifische Leitfähigkeit der Kristalldicke im Gegenteil einem großen n bei verhältnismäßig kleinem l zuzuschreiben ist. Die Voraussetzung eines großen l für die aktive Schicht beruht auf Angaben, welche aus Betrachtung der Spektrogramme des Leuchtens II und ihrem Vergleich mit dem für denselben Einkristall erhaltenen Bilde der Potentialverteilung erhalten wurden. (Es wird angenommen, daß das Leuchten II durch einen Bremsprozeß der Leitungselektronen am Ende ihrer freien Weglänge innerhalb der aktiven Schicht erzeugt wird[1]). l ergibt sich für die aktive Schicht bei tiefen (flüssige Luft) und Zimmertemperaturen als sehr groß, nämlich einige Zehntel μ oder etwa eines μ[2]). Ferner werden wir sehen, daß die Voraussetzung eines großen l und kleinen n für einige Schichten der aktiven Schicht, und eines kleinen l und großen n für die Kristalldicke auch im Auftreten der Photo-EMK in der aktiven Schicht eine Bestätigung erhalten wird.

§ 4. Lichtelektrischer Effekt an nichtweggeschliffener aktiver Schicht.

Beim Belichten des eine aktive Schicht besitzenden Karborundeinkristalls tritt in der aktiven Schicht desselben eine kleine Photo-EMK auf, welche einen Strom entgegengesetzt der Flußrichtung erzeugen kann (§ 1, Fig. 1); die aktive Schicht liegt hier analog dem Vorderwandeffekt einer Kupferoxydul-Sperrschicht-Photozelle. Fig. 8a gibt die Erscheinung in Abhängigkeit der von außen angelegten Vorspannung wieder. A = Stromspannungscharakteristik ohne Beleuchtung (d. h. bei diesen kleinen

1) Siehe dazu B. Claus, Ann. d. Phys. [5] **11**, 331, 1931; Lossew, Physik. Zeitschr. **32**, 692, 1931; Westn. Elektrotechniki [1], 247, 1931. Siehe auch bezüglich der kontinuierlichen Spektren, welche bei Kathodenbombardement auftreten: W. M. Cohn, Zeitschr. f. Phys. **70**, 662, 667 u. 697, 1931; **72**, 392, 1931; **73**, 662, 1931; **75**, 544, 1932.

2) Vgl. bezüglich der Möglichkeit des Vorhandenseins eines sehr großen l für Kupferoxydul W. Schottky, Physik. Zeitschr. **32**, 833, 1931; siehe auch B. Gudden, Physik. Zeitschr. **32**, 825, 1931.

Stromdichten gilt das Ohmsche Gesetz, wie bereits früher gezeigt); L = Charakteristik bei Beleuchtung; die Beleuchtungsstärke betrug etwa 5×10^4 Lux; Lichtquelle: Gleichstromlichtbogen.

Der Schnittpunkt der Kurve L mit der Abszissenachse gibt den Wert der Leerlaufspannung V_∞ der Photozelle, gemessen nach der Kompensationsmethode; für Fig. 8a ist $V_\infty = 0{,}017$ Volt. Der Schnittpunkt mit der Ordinatenachse gibt den Wert des Kurzschlußphotostromes I_k (Ohmscher Widerstand des Galvanometers war $= 240\,\Omega$, er war klein im Vergleich mit dem gesamten inneren Widerstand der Photozelle, welcher bei diesen schwachen Strömen 39700 Ω beträgt).

Daß wir es hier nicht mit einer Thermo-EMK zu tun haben, wird durch den Umstand bewiesen, daß die Thermo-EMK am Karborund (nach Untersuchungen an demselben Einkristalle) gerade eine entgegengesetzte Richtung hat im Vergleich mit der Richtung der Photo-EMK, wenn man nach beendeter Belichtung die vorher belichteten Stellen erwärmt.

Außerdem kann der erzeugte Photostrom leicht im Telephon beim Belichten mit intermittierendem Lichte hörbar gemacht werden (rotierende Schlitzscheibe, welche bis zu 2000 Unterbrechungen per Sek. gab). Bei den im folgenden beschriebenen Beobachtungen wurde außer mit dem Galvanometer der Photostrom auch mit Hilfe einer Anordnung mit rotierender Schlitzscheibe und Telephon experimentiert.

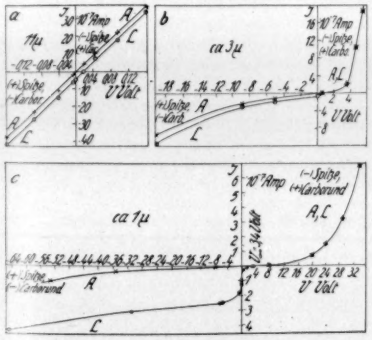


Fig. 8a–c.

§ 5. Lichtelektrischer Effekt bei teilweise weggeschliffener aktiver Schicht[1]).

Das gesamte Bild des lichtelektrischen Effektes verändert sich sehr, wenn man den oberen Teil der aktiven Schicht wegschleift und nur 1–3 μ übrig läßt. In den Fig. 8b und c sind die Kurven desselben Einkristalls gezeigt (vor dem Wegschleifen: aktive Schicht von 11 μ [Fig. 8a]; es handelt sich um ein abgespaltenes Stück des Einkristalls der Fig. 6); die Kurve der Fig. 8b bezieht sich auf den Rest der aktiven Schicht von etwa 3 μ Dicke; die Kurve der Fig. 8c auf den Rest der aktiven Schicht von etwa 1 μ Dicke. Die Kurven der Fig. 8b u. c weisen zwei Besonderheiten auf: 1. eine bedeutend größere Photo-EMK im Leerlauf; und zwar um so größer, je geringer die Dicke des übriggebliebenen Teils z. B. 3, 4 Volt für Fig. 8c; 2. ein einseitiges Auftreten des Photostromes beim Belichten: er wird groß nur beim Anlegen des positiven Potentiales an die Spitzenelektrode (3. Quadrant). Dieser Umstand erlaubt die Schlußfolgerung, daß die Quellen der Photoelektronen im Innern der aktiven Schicht nicht gleichmäßig in der ganzen Schichtdicke, verteilt sind, sondern sich an der Grenze der aktiven Schicht und der Kristalldicke befinden[1]) (z. B. geht analog wie in einem gewöhnlichen Kenotron der Thermoelektronenstrom bei einseitiger Thermoelektronenquelle einseitig hindurch). Diese Schlußfolgerung befindet sich im Einklang mit der früher gemachten Annahme (§ 3) bezüglich n und l. Man kann nämlich annehmen, daß die Quelle der Photoelektronen in der an die aktive Schicht angrenzenden und eine große Konzentration freier Elektronen[2]) besitzenden Schicht der Kristalldicke liegt.

Es ist auch zu bemerken, daß mit Vergrößerung des positiven Potentials an der Spitze (bei unveränderten Belichtungsbedingungen) der Photostrom nicht weiter als bis zu einem bestimmten Grenzwert ansteigt. D. h. es wird ein Sättigungswert beobachtet[3]) (Fig. 8c). Für die Kurven der Fig. 8c und b und für noch fünf hier nicht angeführte Kurven, welche auch bei sehr weitgehendem Wegschleifen aufgenommen wurden, sind die Werte von V_∞, I_k und vom Sättigungsstrom in der Tabelle angegeben. Die Kurven wurden an verschiedenen Stellen verschiedener Stücke ein und desselben Einkristalls aufgenommen.

1) Vorgetragen auf der Konferenz „Sperrschicht-Photozellen und Gleichrichter" vom 23. September 1931 in Leningrad (Journ. Technitscheskoj Fisiki **1**, 718, 1931).

1) Vgl. F. v. Körösy u. P. Selényi, Physik. Zeitschr. **32**, 847, 1931; Ann. d. Phys. [5] **13**, 703, 1932; E. Perucca, Physik. Zeitschr. **32**, 890, 1931; E. Perucca u. R. Deaglio, Zeitschr. f. Phys. **72**, 102, 1931; W. Schottky, Physik. Zeitschr. **32**, 840, 1931.

2) Oder der schwach gebundenen Elektronen; vgl. F. Bloch, Physik. Zeitschr. **32**, 881, 1931; siehe auch J. Frenkel u. A. Joffé, Physik. Zeitschr. d. Sowjetunion **1**, 60, 1932; L. Nordheim, Zeitschr. f. Phys. **75**, 434, 1932.

3) Vgl. B. Gudden u. R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **16**, 170, 1923; **17**, 33, 1923; B. Gudden, Physik. Zeitschr. **32**, 825, 1931; W. Flechsig, Zeitschr. f. Phys. **46**, 788, 1928; Physik. Zeitschr. **32**, 843, 1931.

Die ganze Erscheinung war stabil bei stabiler Wirkung der Lichtquelle.

Wie erwähnt beträgt die Leerlaufphoto-EMK in Fig. 8c = 3,4 Volt. Bei diesen Beobachtungen wurde ein Glaslichtfilter verwendet, das unterhalb 3300 Å keine Strahlen merklich durchließ (sein Absorptionsspektrum wurde bei verschiedenen Expositionszeiten aufgenommen). D. h. die durchgelassenen Wellenlängen entsprachen dem Gebiete im langwelligen Ausläufer des

Tabelle.

Tiefe des Wegschleifens μ	Dicke des Restteils der aktiven Schicht μ	V_∞ Volt	I_k Amp.	Sättigungswert des Photostromes (Dunkelstrom ist daraus abgezogen) Amp.
etwa 10 [1]	etwa 1	3,4	$1{,}2 \times 10^{-7}$	etwa 3×10^{-7}
„ 8 [2]	„ 3	0,4	$0{,}55 \times 10^{-7}$	
10—9	1—2	1,5	$1{,}4 \times 10^{-7}$	„ 4×10^{-7}
etwa 10	etwa 1	3,4	$0{,}37 \times 10^{-7}$	„ $4{,}5 \times 10^{-7}$
„ 10	„ 1	2	$2{,}2 \times 10^{-7}$	„ 8×10^{-7}
„ 10	„ 1	2	$1{,}85 \times 10^{-7}$	„ $3{,}5 \times 10^{-7}$
„ 10	„ 1	2,3	$0{,}2 \times 10^{-7}$	„ 2×10^{-7}

1) Kurve in Fig. 8c.
2) Kurve in Fig. 8b.

eigenen Absorptionsbandes des Karborundes. Das Absorptionsband von Karborund fängt ziemlich scharf bei Wellenlängen von 3700 bis 3900 Å[1]) für verschiedene Proben an, und verbreitet sich weiter ins ultraviolette Gebiet.

Der Wellenlänge von 3300 Å entspricht (gemäß $V = \frac{h\nu}{e}$; ν = Frequenz der Lichtschwingungen; h = Plancksche Konstante) 3,73 Volt, und charakterisiert die bei diesen Bedingungen maximale mögliche Energie der Photoelektronen. Dieser Wert übersteigt die beobachteten 3,4 Volt nur um 0,33 Volt. D. h. in unserem Falle kann die Übertrittsarbeit P aus der Kristalldicke in die aktive Schicht in der Einsteinschen Beziehung $V = \frac{h\nu - P}{e}$ durch einen entsprechenden Wert charakterisiert werden, welcher nicht größer als 0,33 Volt sein sollte. (Wenn man voraussetzt, daß unter den gegebenen Bedingungen dank der großen freien Weglängen in der aktiven Schicht die schnellsten Photoelektronen die ganze Kompensations-Potentialdifferenz von 3,4 Volt durchlaufen.)

Die Verwendung von Elektroden aus verschiedenen Materialien (Silber, Stahl, Nickelin, Kupfer, Platin, Gold) änderte nicht merklich die Größe der beobachteten Photo-EMK. Die an die aktive Schicht angelegten Elektroden waren Spitzenelektroden — aus Draht von 0,8 mm Durchmesser mit abgerundetem Ende, wie es in Fig. 1, 2, 4 und 7 schematisch gezeigt ist; nur die Stahlelektroden wurden aus Draht von 0,3 mm ø hergestellt. Die Flächen der untersuchten Einkristallstücke betrugen einige mm².

Bei nicht weggeschliffener oberen Schicht der aktiven Schicht änderte die Verwendung einer Spitzenelektrode anstatt einer Elektrode von großer Oberfläche, wie es früher erwähnt wurde[1]), bei nicht sehr großen Stromdichten nicht wesentlich die Arbeitsbedingungen der aktiven Schicht, dank dem Vorhandensein einer großen spezifischen Leitfähigkeit in der oberen Schicht der aktiven Schicht; bei nicht sehr starken Strömen kann die obere Schicht der aktiven Schicht als Äquipotentialebene betrachtet werden (s. auch Fig. 3). Für die obere Schicht ist $R_s \ll R_1 + R_2$ (§ 2). Aber auch bei weggeschliffenem oberen Teile der aktiven Schicht besaßen die Beobachtungsergebnisse bei Verwendung der Spitzenelektroden eine Reproduzierbarkeit unter den Bedingungen eines unveränderlichen Kontaktdruckes. Zum Schutz gegen Erschütterungen während aller Beobachtungen wurde unter die Anordnung eine Watteschicht von etwa 3 cm Dicke gelegt.

Bei vollständig weggeschliffener aktiver Schicht wurde beim Belichten kein Auftreten der Photo-EMK am Karborundkristall beobachtet[2]). Daß die aktive Schicht bereits vollständig weggeschliffen worden ist, bewies außer einem scharfen Anwachsen der Leitfähigkeit auch noch die Unmöglichkeit, Leuchten II zu erzeugen. An Karborundkristallen, welche keine aktive Schicht besitzen (Fig. 2, § 1), wird nur ein Becquereleffekt beobachtet (wie es z. B. an einer wässerigen Lösung von $NaHCO_3$ beobachtet werden konnte).

§ 6. Über das Vorhandensein der aktiven Schichten bei Kristallen einiger anderen Halbleiter.

Der Bleiglanzeinkristall verlor seine gleichrichtenden Eigenschaften und änderte sogar zuweilen die Richtung der Gleichrichterwirkung nach einem Wegschleifen der aktiven Fläche in einer Tiefe von etwa 0,05 mm. Die Gleichrichterwirkung wurde bei der Frequenz von 3×10^5 Hertz geprüft. Nach einem solchen Wegschleifen (wahrscheinlich der ganzen aktiven Schicht)

1) Physik. Zeitschr. **32**, 692, 1931; Westnik Elektrotechniki [1], 247, 1931.

1) Physik. Zeitschr. **32**, 693, 1931.
2) Fußnote 3), S. 397; vgl. E. Rupp, Zeitschr. f. Phys. **76**, 597, 1932; F. Waibel u. W. Schottky, Physik. Zeitschr. **33**, 583, 1932.

nahm auch die bei der Belichtung dieser Kristallfläche erzeugte Photo-EMK wesentlich ab. Diese Beobachtungen müssen verglichen werden mit den sehr interessanten Versuchen von G. Reißaus[1]) und P. Beck[2]), welche fanden, daß eine Umkehrung der Stromrichtung der gleichgerichteten Komponente am Bleiglanzkristall stattfindet nach einer Verlagerung der Spitzenelektrode von einer unbeschädigten Stelle der Fläche auf eine beschädigte (einen Riß) oder auf die Kristallkante. Dies kann mit dem Übergang vom System der Fig. 1 zum System der Fig. 2 verglichen werden (§ 1). Die Richtung der Unipolarität des Systems der Fig. 1 fällt gerade mit jener Richtung zusammen, welche bei unbeschädigter Fläche des Bleiglanzkristalls beobachtet wird.

Es möge vermerkt werden, daß man unter den Karborundkristallen Einkristalle findet, die von mehreren aktiven Schichten durchdrungen sind. Beim Zerspalten eines solchen Einkristalls entlang der Ebenen der aktiven Schichten, spaltet er sich wie längs der Flächen der Spaltbarkeit. Es scheint, daß so etwas auch beim Bleiglanz auftritt; wenn man nämlich das Wegschleifen der aktiven Schicht eines Bleiglanzeinkristalls, allmählich immer weiter fortsetzt (über etwa 0,05 mm), so kann man von neuem auf eine aktiv wirkende Glanzoberfläche geraten.

Ferner wurden für das Vorhandensein der aktiven Schicht Hinweise gefunden für Siliziumeinkristalle mit Beimischungen von *Al*, *Cu* und *Fe* („Kuprosilikoaluminium"[3]). Bei allen diesen Beobachtungen war die eine Elektrode ebenfalls eine Spitzenelektrode und die andere — von großer Oberfläche — umfaßte fest einige Flächen und Kanten des Kristalls.

Von chemischer Seite bleibt das Vorhandensein der aktiven Schichten bei Halbleiterkristallen noch ungeklärt, aber ohne Zweifel spielen hier Beimischungen eine Rolle[1]).

Zusammenfassung.

Die aktive Schicht, welche bei Karborundkristallen während der früheren Beobachtungen der Leuchterscheinung gefunden wurde, wird eingehender untersucht. Es werden Meßdaten für Einkristalle mit aktiver Schicht von 11 μ Dicke angegeben, welche den Verlauf der spezifischen Leitfähigkeit für verschiedene Schichten der aktiven Schicht bei geringer Stromdichte charakterisieren. Diese Meßdaten wurden durch allmähliches Wegschleifen der aktiven Schicht erhalten. Die Potentialverteilung im Inneren der schräg weggeschliffenen aktiven Schicht wird bei verschiedenen Stromstärken und beiden Stromrichtungen gezeigt. Der Potentialabfall ist an beiden Kontakten zwischen den Elektroden und dem Kristall unbedeutend. Die Gleichrichterwirkung muß den Eigenschaften der aktiven Schicht selbst zugeschrieben werden. Zu den Annahmen der vorgehenden Mitteilung bezüglich des Mechanismus der Gleichrichterwirkung werden Bedingungen von großer mittleren freien Weglänge l bei geringer Konzentration freier Elektronen n für einige Schichten der aktiven Schicht, und geringer l bei großer n für die Kristalldicke hinzugefügt.

Der lichtelektrische Effekt kann in der aktiven Schicht stattfinden. Es werden Stromspannungscharakteristiken angegeben. Als Quelle der Photoelektronen stellt sich das an die aktive Schicht angrenzende Gebiet der Kristalldicke dar. Bei starkem Wegschleifen eines Teiles der aktiven Schicht wurden beim Restteil der aktiven Schicht von etwa 1 μ Dicke besonders große Photo-EMK des Leerlaufs — bis zu 3,4 Volt — beobachtet. Unter diesen Bedingungen wurde auch beim Vergrößern der von außen angelegten Spannung ein Sättigungswert für den Photostrom beobachtet.

Es wird über das Vorhandensein von aktiven Schichten auch an Bleiglanzkristallen und Siliziumkristallen mit Beimischungen von *Al*, *Cu*, *Fe* berichtet.

Der Verfasser spricht Herrn Professor B. A. Ostroumoff für wertvolle Ratschläge und Anweisungen seinen besten Dank aus.

Leningrad, Zentral-Radiolaboratorium.

(Eingegangen 1. März 1933.)

1) G. G. Reißaus, Physik. Zeitschr. **29**, 223, 1928.

2) P. Beck, Physik. Zeitschr. **29**, 436, 1928; siehe auch G. Siemens u. W. Demberg, Zeitschr. f. Phys. **67**, 375, 1931; J. Vrede, Physik. Zeitschr. **31**, 323, 1930; A. Schleede u. H. Buggisch, Physik. Zeitschr. **28**, 174, 1927; A. Blanc, Ann. de phys. **2**, 443, 1924; L. Dubar, Rev. Gén. de l'Electr. **24**, 153, 1928; J. Strachan, W. W. u. R. R. **14**, 216, 1924; A. C. James, Phil. Mag. **49**, 681, 1925. Über den photoelektrischen Effekt mit Bleiglanz siehe B. Lange, Physik. Zeitschr. **31**, 964, 1930; W. Eitel u. B. Lange, Glastechn. Ber. **9**, 211, 1931; vgl. (über Molybdänglanz) W. W. Coblentz, Scientific Papers of the Bureau of Stand. 16 (Nr. 398), 595, 1920; **18** (Nr. 462), 585, 1922/23; 19 (Nr. 486), 375, 1923/24; W. W. Coblentz u. H. Kahler, Sci. Papers **15** (Nr. 338), 121, 1919/20; D. S. Steinberg, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Gesellsch., Phys. Teil **56**, 572, 1924.

3) Dieser Stoff wurde dem Verfasser von Herrn Ingenieur Alexejewski liebenswürdig zur Verfügung gestellt. Über die elektrische Leitung in Silizium siehe A. Schulze, Physik. Zeitschr. **31**, 1062, 1930; H. J. Seemann, Physik. Zeitschr. **28**, 765, 1927.

1) Vgl. G. Siemens u. W. Demberg, l. c.; J. Vrede, l. c.; C. Agte u. K. Moers, Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chem. **198**, 233, 1931.

Zur Erklärung der Plastizität in Einkristallen[1].

Von H. Schlechtweg.

Es soll hier versucht werden, einiges Licht zu bringen in das Problem der Plastizität des Einkristalls. Insbesondere möge die Frage zur Untersuchung stehen, ob von dem Standpunkt der Kristallgitterphysik sich der Vorgang des plastischen Gleitens im Einkristall verstehen läßt. Es wird sich zeigen, daß dies möglich ist, ohne daß man die Existenz einer Mosaikstruktur des Einkristalls zu Hilfe nehmen braucht.

1. Die klassische Festigkeitsrechnung.

Als klassische Festigkeitsrechnung soll hier die Berechnung der Festigkeit von Steinsalz bezeichnet werden, wie sie auf Grund der Bornschen Gedankengänge[2] von Zwicky[3] durchgeführt wurde. Da es für uns im folgenden sich als wichtig erweisen wird, sei hier auf die jener Rechnung zugrunde liegenden Voraussetzungen eingegangen.

Der undeformierte Steinsalzkristall befinde sich im Gleichgewicht dadurch, daß nur benachbarte Ionen aufeinander wirken vermittels des Potentials

$$\varphi = -\frac{e^2}{r} + \frac{A}{r^p},$$

wo e die Ladung eines Ions, r ihr Abstand, A eine Konstante des Kristalls und p eine positive Zahl ist; man befindet sich in Übereinstimmung mit der Erfahrung, wenn man $p = 9$ setzt, wie Born[4] durch Berechnung der Kompressibilität verschiedener Alkalihalogenide zeigte. Man denke sich nun einen Steinsalzkristall, der außerordentlich lang sei gegenüber seiner Dicke, gezogen in Richtung seiner Längsachse, die zugleich x-Achse des Koordinatensystems sei. Zwei in der Richtung der x-Achse liegende Ionen, die im undeformierten Zustand den Abstand $\frac{a}{2}$ hatten, werden durch den Zug auf den Abstand x gebracht, während senkrecht zur x-Achse eine Querkontraktion eintritt auf den Wert y (Fig. 1). Ist nun in dem speziellen Fall des ebenen Problems $U(x, y)$ die potentielle Energie des deformierten Kristalls, so wird die Zugkraft gegeben durch $\frac{\partial U}{\partial x}$; gesucht ist der Zusammenhang zwischen $\frac{\partial U}{\partial x}$ und x, d. h. es muß sich in erster Näherung das Hookesche Gesetz ergeben. Weiterhin wird die für die Rechnung sehr wesentliche Voraussetzung gemacht, daß aus Gleichgewichtsgründen

$$\frac{\partial U}{\partial y} = 0$$

ist.

Unter den hier genannten Voraussetzungen führt Zwicky die Festigkeitsrechnung durch unter Berechnung des elektrostatischen Potentials des deformierten Kristalls nach der Madelungschen Methode[1] und erhält für die Zerreißfestigkeit aus der Bedingung $\frac{d^2U}{dx^2} = 0$ den Wert von 20000 kgcm^{-2}, während die tatsächlich beobachteten Werte in der Gegend von 50 kgcm^{-2} liegen.

Durch Arbeiten, die im Laufe des vergangenen Jahres aus dem Smekalschen Institut hervorgegangen sind[2], weiß man, daß dieser Widerspruch zwischen Theorie und Experiment nicht etwa auf mangelhafte Reinheit des Einkristallmaterials zurückgeführt werden kann, da mit wachsendem Grad der Reinheit sowohl die Zerreißfestigkeit stark abnimmt als auch die Größe der in der klassischen Festigkeitsrechnung nicht enthaltenen Plastizitätsgrenze, die etwa durch das Auftreten der bekannten Gleitschichten definiert werden kann.

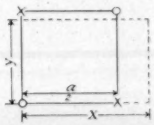


Fig. 1. Deformation des Gitters.

Hiermit sind wir an der Kernfrage des Problems angelangt: Was geschieht im Ionengitter, wenn man sagt, die Plastizitätsgrenze sei erreicht? Einen Weg zur Beantwortung dieser Frage zu weisen, ist das Ziel dieser Zeilen.

2. Die Mosaikstruktur.

Man könnte daran denken, diese Frage zu beantworten mit Hilfe der Annahme der Mosaikstruktur, d. h. daß der Einkristall in einzelne Blöcke aufgeteilt sei von der Größenordnung einer Lichtwellenlänge[3]. Hierbei darf jedoch diese Blockstruktur nicht als Gleichgewichtsfigur im Sinne Zwickys[4] aufgefaßt werden, indem der Mosaikkristall sich in stabilerem Gleichgewicht befinde als der nicht durch

1) Bericht über einen im Prandtlschen Mechanik-Colloquium zu Göttingen gehaltenen Vortrag des Verfassers.
2) Vgl. z. B. Born, Dynamik der Kristallgitter.
3) Zwicky, Phys. Zeitschr. **24**, 132, 1923.
4) Born, Ann. d. Phys. **61**, 87, 1920.

1) Madelung, Physik. Zeitschr. **19**, 524, 1918.
2) Vgl. z. B. Edner, Zeitschr. f. Phys. **73**, 939, 1932.
3) Z. B. Götz, Phys. Rev. **40**(2), 643, 1932.
4) Zwicky, Helv. Acta **3**, 269, 1930.

Blockbildung gestörte Idealkristall; ganz abgesehen davon, daß hier Zwicky ein Versehen in der Rechnung unterlaufen ist[1]), so bestehen keine experimentellen Gründe für die Annahme eines „Prinzips der schwachen Unsymmetrie", das die Hypothese formuliert, daß in der Natur nie der symmetrische Aufbau vorhanden sei, sondern stets der schwach unsymmetrische. Bei Diamanten gibt es solche Kristalle, die sich bei Röntgenuntersuchung als Idealkristalle und solche, die sich als Mosaikkristalle erweisen nach Mark und Susich[2]); die Mosaikstruktur beruht offenbar auf durch Zufall bedingten Flächen, die bei dem Kristallwachstum aus der Schmelze entstehen, und ist hiernach nicht eine Gleichgewichtsfigur. In demselben Sinne ist auch die Tatsache zu werten, daß sich für die Wellenlängen der Kupfer-$K\alpha$-Linien am optischen Strichgitter[3]) dieselben Werte ergeben, wie sie Siegbahn an KCl bestimmt hatte. — Aber, selbst wenn das Prinzip der schwachen Unsymmetrie in der Natur sich als erfüllt erwiese, müßte man den Grad der Unsymmetrie noch einschränken durch eine geeignete Nebenbedingung zu dem Minimalproblem der Energie.

3. Der plastische Gleitungssprung.

Wir werden erkennen, daß zum Verständnis der Existenz einer Plastizitätsgrenze das Vorhandensein einer Mosaikstruktur nicht unbedingt notwendig ist. Um dies einzusehen, wenden wir uns zweckmäßig zunächst der Betrachtung einiger Tatsachen zu, die bei der kontinuitätstheoretischen Untersuchung von Polykristallen gefunden wurden.

a) Kontinuitätsmechanische Betrachtung.

Bei der Dehnung eines Flachstabes aus weichem Stahl macht man die Beobachtung, daß bei genügend hoher Beanspruchung nicht der Stab als Ganzes in den plastischen Zustand übergeht, sondern daß sich an den Enden des Stabes (Fig. 2), wo zwecks Einspannung in die Prüfmaschine der Querschnitt verbreitert ist, die ersten Gleitschichten ausbilden, während der mittlere Teil des Stabes sich dem Hookeschen Gesetz folgend weiter deformiert. Insbesondere sei betont, daß der plastische Zustand sich also zuerst an denjenigen Stellen ausbildet, wo nicht mehr die Annahme gemacht werden kann, daß über den ganzen Querschnitt das elastische Potential unabhängig von der zur Längsachse senkrechten Koordinaten ist; bei der oben diskutierten klassischen Festigkeitsrechnung für Einkristalle bestand gerade in dieser Annahme eine wesentliche Voraussetzung, und wir werden hierauf an späterer Stelle zurückkommen.

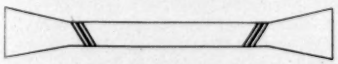


Fig. 2. Die ersten Gleitschichten an gezogenem Flachstab.

Die zweite experimentelle Erkenntnis, der wir uns hier aus der Kontinuumsmechanik bedienen wollen, besteht darin, daß der Vorgang des plastischen Gleitens in einem Sprung besteht. Während sich bei Zug eines Stabes eine Abhängigkeit der Spannung von der Verlängerung experimentell nach Fig. 3 ergibt, hat man bei der Abhängigkeit der Spannung eines jeden gleichen Volumenelementes, dessen Abmessungen sehr klein sind, gegenüber den Dimensionen des Stabes, nach Fig. 4 stets dieselbe Sprungstelle anzunehmen von A nach B, wie man z. B. bei dem Studium der von Moser[1]) an gezogenen Stahlstäben vorgenommenen Härtemessungen erkennt. Die bei einem Stab in Fig. 3

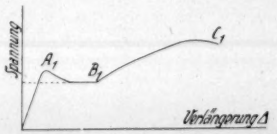


Fig. 3. Spannungs-Dehnungs-Kurve eines Stabes.

tatsächlich gemessenen Punkte zwischen A_1 und B_1 erklären sich dadurch, daß die Volumenelemente nacheinander den plastischen Gleitungssprung von Fig. 4 ausführen.

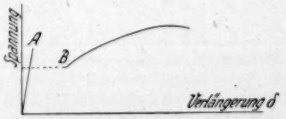


Fig. 4. Spannungs-Dehnungs-Kurve eines Volumelementes ($\delta \ll \Delta$).

Weiterhin weiß man aus einer Arbeit von Yuasa[2]), daß die Verfestigungskurve B_1C_1 von Fig. 3 in Wirklichkeit aus einzelnen kleinen

1) Orowan, Zeitschr. f. Phys. **79**, H. 9, 1932.
2) Mark und Susich, ZVDJ., 1932, 22. Okt.
3) Beardon, Proc. Nat. Acad. Amer. **15**, 528, 1929.

1) Moser, Stahl und Eisen **46**, 1601, 1928; vgl. auch Nakanischi, Rep. Aer. Res. Inst., Tokio, **6**, Nr. 72, 1931.
2) Yuasa, Journ. Soc. Mech. Eng., Japan, **33**, 95 u. 117, 1930.

Sprüngen besteht; aus der genannten Untersuchung kann man herauslesen, daß die während der Verfestigung auftretenden Sprünge in der Hauptsache in dem Gitter der einzelnen Kristallite des Gefüges vor sich gehen müssen, während die in Fig. 4 diskutierten Sprünge in der Korngrenzsubstanz vor sich gehen[1]). Wir benutzen hiervon im folgenden nur, daß es sich bei dem Vorgang der plastischen Gleitung auch im Einkristall um einen Sprung handelt.

Im Zusammenhang hiermit verdient die Tatsache Erwähnung, daß auch beim Nachdehnen von plastisch verformten Zinkkristallen[2]) diskontinuierliches Fließen beobachtet wurde.

b) Gittertheoretische Betrachtung.

Da wir erkennen werden, daß auch hier das elektrostatische Potential nicht als von den in den Querachsen des Stabes liegenden Koordinaten unabhängig angenommen werden kann, so werden wir ganz zwanglos zu einer qualitativen Erklärung des plastischen Gleitungssprunges kommen, auch in vollkommen reinen Idealkristallen.

Bei plastischer Dehnung eines Einkristalls bekommt man Gleitschichten, in denen Biegespannungen auftreten[3]), indem auf der einen Seite einer Gleitfläche Zugspannungen herrschen und auf der anderen Druckspannungen, wie spannungsoptisch gefunden wurde. Daß bereits im elastischen Gebiet Biegespannungen auftreten, ist z. B. bei Stäben, die an den Enden in Fassungen gekittet sind, ohne weiteres verständlich, da dort die Querkontraktion, die sich in dem mittleren Teil eines sehr langen Stabes ungehindert einstellen kann, durch die starre Fassung verhindert wird. Hiermit ist erkannt, daß die der klassischen Festigkeitsrechnung zugrunde liegende Bedingung

$$\frac{\partial U}{\partial y} = 0$$

in der Nähe der Stabenden nicht erfüllt ist. Wir werden nunmehr sehen, was ja auf Grund der obigen kontinuitätsmechanischen Überlegungen schon zu vermuten ist, daß gerade die Gegend der Stabenden für die plastischen Gleitungssprünge ausschlaggebend ist, da dort die oben skizzierten Biegegleitungen vorkommen.

Schon bei kleiner, noch elastischer Deformation des Stabes muß, ausgehend von einem Stabende, wo ja die Bedingung $\frac{\partial U}{\partial y} = 0$ nicht erfüllt ist, eine Fläche existieren, längs deren auf der einen Seite Zug und auf der anderen Seite Druck herrscht. Fig. 5, die einer Arbeit von Polanyi[1]) entnommen ist, läßt sofort erkennen, daß an dieser Fläche, als der Stoßstelle eines gezogenen und eines gedrückten Gitterbezirks, sich für die einzelnen Ionen Gleichgewichtslagen ergeben, die aus denen des ursprünglichen Gitters herausfallen. Wenn man also etwa einen Einkristall achsial drückt, so hat man in dem größten Teil des Gitters elastische Pressung und in unmittelbarer Umgebung einer Fläche des eben skizzierten Typus, die bei genügend großer Verformung zu einer Gleitfläche wird, eine Verrückung der Ionen aus der normalen Gleichgewichtslage.

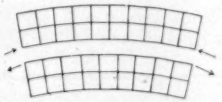


Fig. 5. Spannungen in gegenüberliegenden Gleitpaketen nach Polanyi.

Die Verrückung dieser Ionen quantitativ auf experimentellem Wege zu messen, ist natürlich sehr schwierig. Einen ungefähren größenordnungsmäßigen Anhalt hierfür fanden Mark und Hengstenberg[2]) in einer sehr schönen Arbeit, in der sie die durch plastische Verformung hervorgerufenen Intensitätsänderungen von Röntgeninterferenzen beobachteten. Bei hohen Verformungen von etwa 4 Proz. Kompression fanden sie auf 200 Netzebenen 3 gestörte, wobei die anormal großen Verrückungen in die ungefähre Größenordnung von $^1/_8$ Atomabstand fielen.

Auf Grund des bis jetzt angegebenen, aus der Literatur entnommenen Tatbestandes läßt sich nun unschwer einsehen, wie im Einkristall der Vorgang des plastischen Gleitungssprunges zustande kommt. Ausgehend von der durch Fig. 5 veranschaulichten Polanyischen Vorstellung ist klar, daß in dem oberen Paket von Fig. 5 die Ionen von einer Gleichgewichtslage aus nach links geschoben werden, und daß sie im unteren Paket nach rechts geschoben werden. Die Frage ist, welche Kräfte im Spiele sind zwischen den Grenzschichten, d. h. der unteren Ionenreihe des oberen Pakets und der oberen Reihe des unteren Pakets. Zu einer ganz rohen Betrachtung sei angenommen, daß die obere beider Grenzschichten

1) Vgl. hierzu H. Schlechtweg, Der Zusammenhang zwischen Plastizität und Gefüge bei Stahl (erscheint demnächst).

2) Becker und Orowan, Zeitschr. f. Phys. **79**, 566, 1932.

3) Obreimoff und Schubnikoff, Zeitschr. f. Phys. **41**, 907, 1927.

1) Polanyi, Naturw. **16**, 285, 1928.

2) Mark und Hengstenberg, Zeitschr. f. Phys. **61**, 435, 1930.

nicht gedrückt sei, sondern ihre alte, undeformierte Lage behalten habe, während die untere Grenzschicht nach rechts gezogen sei. Es ist also jetzt so, daß bei dem Deformationsvorgang die untere beider Ionenreihen von der oberen wegbewegt wird, wobei noch zur weiteren Vereinfachung die obere Ionenreihe als starr angenommen sei; wir denken uns die Wirkung der letzteren noch ersetzt durch ein irgendwie periodisches Kraftfeld, indem wir einen Gedanken von Prandtl[1]) aufgreifen aus seinem Gedankenmodell der kinetischen Theorie fester Körper. In Fig. 6 stelle die periodische Kurve den Verlauf des genannten Kraftfeldes dar, unter dessen

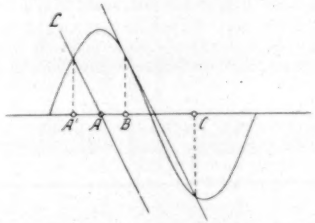


Fig. 6. Das Prandtlsche Gedankenmodell.

alleiniger Wirkung ein Ion in A seine Gleichgewichtslage hätte; die elastische Bindung des Ions an die im Innern des Pakets befindlichen Ionen, dem es angehört, sei durch die Gerade L repräsentiert, wodurch seine Gleichgewichtslage nach A' sich verlagert. Wird nun durch die Deformation das in A' liegende Ion vor dem starr feststehenden Kraftfeld nach rechts bewegt, so kommt es schließlich in eine Lage B, in der sein Gleichgewicht labil wird, so daß es von selbst plötzlich nach C hinüberschwingt. Hiermit ist der sprunghafte Charakter der plastischen Gleitung erklärbar. — Abschließend ist festzustellen, daß die oben skizzierte Polanyische Vorstellung zusammen mit dem Prandtlschen Modell der kinetischen Theorie fester Körper den Vorgang des plastischen Gleitungssprunges mindestens qualitativ verstehen läßt. Insbesondere ist also auch im Rahmen dieser Vorstellungen ein vollständig reiner Einkristall ohne Existenz von Mosaikstruktur zu plastischen Gleitungssprüngen befähigt, eine Tatsache, die durch die oben genannten Arbeiten der Smekalschen Schule auch ihre experimentelle Stütze haben dürfte.

Kurz zusammengefaßt in der Sprache der Kontinuumsmechanik: Plastische Gleitungssprünge kommen selbst ohne Vorhandensein von Lockerstellen oder Mosaikstruktur zustande in der Umgebung der Singularitäten des Spannungszustandes. Diese hiermit aus den vorangehenden Darlegungen gezogene Konsequenz ist eine unabhängig hiervon seit langem in der Kontinuumsmechanik bekannte experimentelle Erfahrung.

Im Zusammenhang hiermit sind die kürzlich veröffentlichten experimentellen Untersuchungen von Seljakow[1]) bemerkenswert, wo sich eine Erniedrigung der Gittersymmetrie in der Gleitschicht ergibt, was zu interessanten Konsequenzen für Polykristalle führt. So erklärt sich die Verwaschenheit der Martensit-Linien des gehärteten Stahles bei Debye-Aufnahmen aus der beim Abschrecken sich ergebenden inhomogenen plastischen Verformung, die zu Symmetrieerniedrigung von verschiedener Art führt, ohne daß hierzu besondere Annahmen über die Verteilung der Kohlenstoffatome nötig sind[2]). — Weiterhin ist hiermit die Beobachtung verständlich, daß in austenitischem Stahl bei plastischer Verformung ein Zerfall der festen Lösung an der Schubfläche beobachtet wird; denn hier grenzt das elastisch verformte ursprüngliche Gitter an die durch plastische Gleitungssprünge verformte Gleitschicht, in der die Gittersymmetrie von niederer Ordnung ist; daß aber an der Grenzschicht wegen lokaler Streufelder leicht Elektronenumlagerungen möglich sind, ist verständlich. — Ebenso ist hiermit zu erwarten, daß Gleitflächen besonders günstig für chemischen Angriff sind, was die Fry-Ätzung bestätigt; gleichzeitig ist die Beobachtung dem Verständnis näher gebracht, daß die Fry-Linien besonders deutlich werden, wenn Spannungskonzentrationen da sind; denn der kontinuitätsmechanische Ausdruck „Spannungskonzentrationen im plastischen Zustand" heißt übersetzt auf atomistisch: „interatomare Streufelder".

Zusammenfassung.

Es wird dargelegt, daß die klassische Festigkeitsrechnung zur Erklärung der Plastizität versagen muß, da eine ihr zugrunde gelegte Voraussetzung in der Nähe der Enden eines gezogenen Stabes nicht erfüllt ist; die gerade hier zuerst einsetzenden plastischen Gleitungssprünge lassen sich verstehen durch eine Verbindung der von Polanyi gegebenen Vorstellung mit dem Prandtlschen Gedankenmodell der kinetischen Theorie fester Körper.

1) Prandtl, Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. **8**, 85, 1928.

1) Seljakow, Zeitschr. Krist. A. **83**, 426, 1932.
2) Vgl. hierzu etwa Honda und Nischiyama, Sci. Rep. J. P. C. L. **21**, 300, 1932.

(Eingegangen 1. März 1933.)

Der physikalische Hörsaal der Universität Göttingen.

Von R. W. Pohl.

Diese Zeitschrift hat im Laufe der Jahre Beschreibungen einer ganzen Reihe physikalischer Institute gebracht und damit für bauliche Fragen wertvolle Anregungen gegeben. Das Göttinger Institutsgebäude ist von seinen Erbauern E. Riecke und W. Voigt 1905 ausführlich dargestellt worden[1]). Seither hat sich der Umfang des Gebäudes durch 3 Erweiterungen (1924, 1926 und 1928) nahezu verdoppelt. Das sieht man an der Fig. 1, einem Grundriß des ersten Stocks[2]). Am Westende dieses Stockes befindet sich der große Hörsaal für die Hauptvorlesung über Experimentalphysik. Die jetzige Gestalt dieses Hörsaals stammt aus dem Jahre 1926. Sie weicht in einigen Punkten von der zuvor üblichen ab, und daher bin ich häufig um Zeichnungen und nähere Angaben gebeten worden. Auch hat der Hörsaal schon mehrfach bei Um- und Neubauten als Vorbild gedient. Trotzdem wollte ich vor einer öffentlichen Beschreibung erst die volle Bewährung in mehrjährigem Betrieb abwarten.

Die Fig. 2 zeigt den Hörsaal im Längsschnitt und läßt zugleich seine drei Hauptkennzeichen erkennen:

1. geringe Höhe, maximal nur 5,7 m.
2. den flachen Anstieg der Sitzreihen, nur 3,9 m bei 21,6 m Saaltiefe.
3. den Ersatz des fest eingebauten Experimentiertisches durch eine freie Experimentierfläche von 5 m Tiefe.

Die geringe Höhe und das flach keilförmige Längsprofil bewirken eine hervorragend gute Akustik des Saales. Sie bleibt auch bei schwacher Besetzung des Raumes erhalten. Die Hauptwand des Saales (Fig. 3, S. 410) mit der großen Projektionsfläche und der Wandtafel (2×4 m) ist hart, und man braucht daher beim Sprechen gegen die Bilder oder die Schreibtafel die Stimme nicht zu verstärken. Die geringe Steigung der Sitzrampe ergibt für alle Hörer nahezu die gleiche bequeme Blickrichtung auf die Apparate. Sie wird durch die Lage der Experimentierfläche ermöglicht. Diese liegt 30 cm oberhalb des Fußbodens der vordersten Sitzreihe.

Die Experimentierfläche bildet die Oberfläche eines 5×12 m großen Hohlsteinklotzes von 30 cm Dicke. Ihr Belag besteht aus aufgeklebtem Eichenholzparkett. Die Fläche ist durch kein eingebautes Hindernis beengt. Man kann daher auch viel Platz erfordernde Versuche vorführen. Das erleichtert vor allem das Arbeiten in der Mechanik, z. B. beim Experimentieren auf Fahrzeugen, und in der Optik bei Versuchen mit langen Lichtwegen.

Tische werden nur nach Bedarf aufgestellt. Außer einigen gewöhnlichen Eichenholztischen werden vor allem meine schmalen dreh- und kippbaren Experimentiertische benutzt. Diese Tische können mit Zahnstange und Trieb auch in der Höhe verstellt werden.

Der wesentliche Vorteil dieser Tische ist ihre Drehbarkeit um die vertikale Achse. Durch sie kann man jedem Hörer eine senkrechte, parallaxenfreie Aufsicht auf die Versuchsanordnung ermöglichen. Die Erkennung kleiner Tiefenunterschiede wird schon bei 10 m Abstand schwierig. Daher ist das Haupterfordernis eines einwandfreien Aufbaues eine Vermeidung von Überschneidungen verschiedener Apparate. Der Aufbau muß auch als Silhouette klar zu übersehen sein. Derartige Anordnungen kann man gelegentlich auch als wirkliches Schattenbild an die Wand werfen. Ein Schattenbild vermittelt oft gut den Übergang von dem hell beleuchteten Apparat zur schematischen Skizze an der Wandtafel. Kleine, ohne vergrößernden Schattenriß nicht erkennbare Apparate vermeide ich nach Möglichkeit. Ich sehe in ihnen nur einen manchmal unvermeidbaren Notbehelf. – In der Optik bieten die dreh- und kippbaren Experimentiertische außer dem genannten Vorteil noch einen weiteren: Man kann lichtschwache Erscheinungen z. B. Fresnelsche Interferenzstreifen im ganzen Auditorium „herumreichen".

Die Elektrizitätsanschlüsse befinden sich auf 3 kleinen leicht beweglichen Tischen mit je einer dicken Kabelzuführung (Metallschlauchumhüllung)[1]). Sie werden nach Bedarf umgestellt, so daß es nur kurze Leitungen zwischen den Anschlußklemmen und dem Experimentiertische gibt.

Jeder Anschlußtisch enthält ± 220 Volt Gleichstrom und 3 Paar Wahlleitungen, außerdem Anschlüsse für je 4 Bogenlampen mit fest eingebauten Vorschaltwiderständen.

Die kleine Schalttafel befindet sich ganz unauffällig an der südlichen Seitenwand (Fig. 3) (hinter dem Schreibtisch des Vorlesungs-Assistenten). Ihre linke Hälfte enthält Schalter und Regler für Beleuchtung, Verdunklung und Ventilation. Die Verteilung der Lampen (insgesamt 8 kW) ist aus der Fig. 2 ersichtlich. Die Schreibtafel erfordert keine besondere Beleuchtung.

1) Physik. Zeitschrift 6, 881, 1905.

2) Außer Keller-, Sockel- und Dachgeschoß sind noch zwei weitere entsprechend ausgebaute Stockwerke vorhanden.

1) In Fig. 3 ist nur einer dieser drei kleinen Anschlußtische aufgestellt.

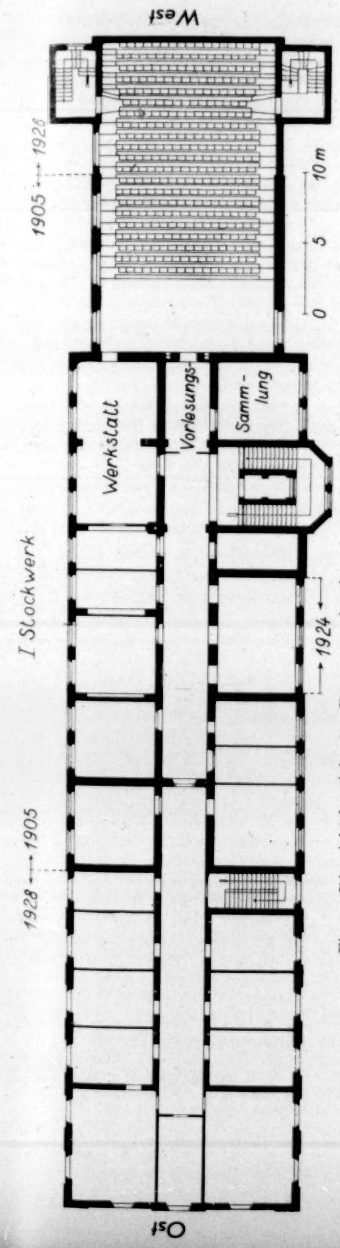


Fig. 1. Die nicht bezeichneten Räume werden für wissenschaftliche Arbeiten benutzt.

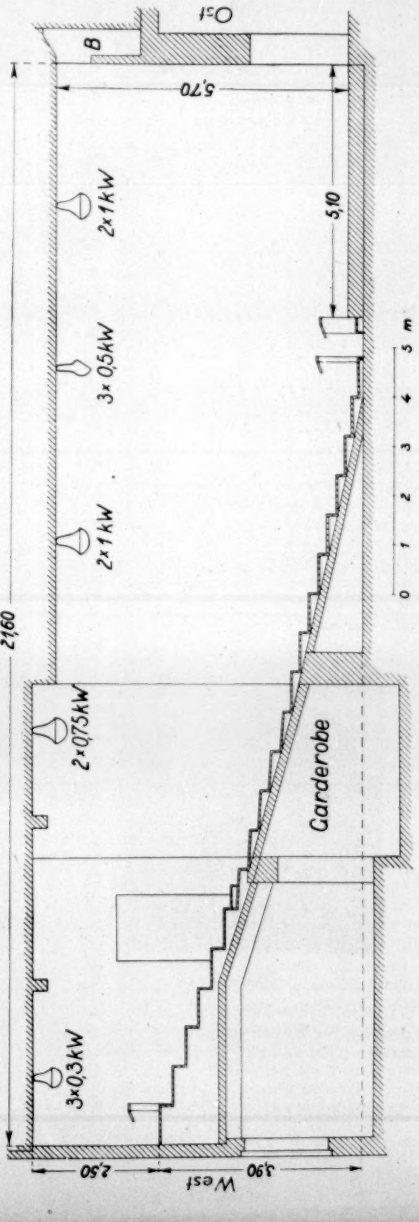


Fig. 2.

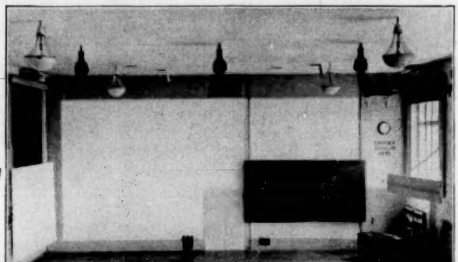


Fig. 3. Blick von der Mitte der zehnten Bankreihe auf die Experimentierfläche. B ist eine vom zweiten Stockwerk zugängliche Brüstung. Die Gegengewichte der Wandtafel befinden sich im Dachbodenraum.

Die Anschlüsse für Gas, Wasser und Druckluft befinden sich an der vorderen Abschlußwand der Experimentierfläche, also an der Tischwand der vordersten Sitzreihe. Die Schlauchleitungen werden ebenso wie die elektrischen Kabel der Anschlußtische frei auf den Boden gelegt. Der Dozent kann sich nicht in ihnen verfangen. Er hält sich ja hinter den Experimentiertischen und nicht zwischen ihnen und den Hörern auf.

Fig. 4.

Ein wesentlicher Punkt ist die Ventilation. Die gesamte, im Winter vorgewärmte Frischluft strömt von oben und unten auf die Experimentierfläche und geht dann über die Hörer hinweg zu den Abzügen am Westende. So wird der Dozent vor der verbrauchten Luft des Auditoriums bewahrt.

Der Lichtbildwerfer befindet sich in der neunten Bankreihe und durch ihn geht nur 1 Sitzplatz verloren (Fig. 4). Die Diapositive werden auf eine Größe von etwa 12 m² vergrößert. Dazu genügt eine kleine 5 Ampere Bogenlampe.

An fest eingebauten Einrichtungen ist nur eine Gravitationsdrehwaage[1]) vorhanden. Alle übrigen Meßinstrumente, auch die hochempfindlichen, werden auf die Tische gestellt. So können die Hörer alle Vorführungen leicht verfolgen und die leichte Handhabung der heutigen technischen Meßinstrumente kennenlernen.

Leider ist der Hörsaal nur 12 m breit. Diese Breite war durch den alten Teil des Hauses unabänderlich vorgegeben. Durch sie wird die Zahl der regulären Sitzplätze auf 400 beschränkt, statt der eigentlich erforderlichen 800.

Zum Schluß sei mir noch eine persönliche Bemerkung gestattet. Der Leiter des Göttinger Universitäts-Bauamtes, Herr Baurat Seidel, ist bei der Erweiterung des Institutsgebäudes mit nie ermüdender Hilfsbereitschaft auf alle Sonderwünsche eingegangen und hat stets den Gesichtspunkt der Einfachheit und Zweckmäßigkeit entscheiden lassen. Zimmerweite Fluchten glänzender Marmortafeln mit blinkendem elektrischen Gerät, Schalträdern und bunten elektrischen Meldelampen sind ja entschieden sehr eindrucksvoll und beliebte Objekte bei Besichtigungen. Besucher spielen auch gern an einer Wandtafel mit Motorantrieb und Druckknopfsteuerung und freuen sich an den stattlichen Abmessungen zentnerschwerer Projektionsmaschinen. Herr Baurat Seidel aber hat nie auf derartiges dekoratives Beiwerk Wert gelegt und immer der eigentlichen Zweckbestimmung eines physikalischen Institutes Rechnung getragen. Es ist mir ein Bedürfnis, Herrn Baurat Seidel auch an dieser Stelle herzlich zu danken.

1) In Fig. 3 links von dem großen schwenkbaren weißen Schirm an der Nordwand.

(Eingegangen 2. März 1933.

Der Einfluß der Gleitung auf die innere Reibung von Suspensionen.

Von R. Eisenschitz.

Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, Abteilung Hess.

Berechnungen der inneren Reibung von Suspensionen starrer Teilchen in zähen Flüssigkeiten sind bisher immer unter der Voraussetzung durchgeführt worden, daß die Flüssigkeit am Teilchen haftet. Bei Suspensionen kugelförmiger Teilchen[1]) erweist sich dabei die innere Reibung als unabhängig von der Teilchengröße, nur vom Gesamtvolumen des suspendierten Materials abhängig. Bei ellipsoidischen[2]), im Grenzfalle stäbchenförmigen Teilchen ergibt dagegen die Theorie eine Abhängigkeit der inneren Reibung sowohl vom Gesamtvolumen des suspendierten Materials als auch von der Teilchenform, bei Stäbchen also vom Schlankheitsgrad. Deshalb besteht bei solchen Suspensionen die Möglichkeit umgekehrt Messungen der inneren Reibung zu Schlüssen auf die Teilchenform zu verwerten.

Die Voraussetzung des Haftens der Flüssigkeit am Teilchen gilt aber mit Sicherheit nur bei hinreichend großen Teilchen. Wenn die Abmessungen des Teilchens von der Größenordnung der freien Weglängen sind, muß man vielmehr erwarten, daß an der Teilchenoberfläche Gleitung stattfindet. Für die Gleitung hat man in der Hydrodynamik den einfachen Ansatz vorgeschlagen, daß die Schubspannung an der Oberfläche der Tangentialgeschwindigkeit proportional sein soll[3]). Dieser Ansatz läßt sich auch aus einfachen gaskinetischen Voraussetzungen ableiten[4]). Eine quantitative Berechnung von Gleitungskoeffizienten wäre allerdings nur unter weitgehend speziellen Voraussetzungen möglich, die bei den praktisch vorkommenden Fällen kaum zutreffen dürften. Der allgemeine Gleitungsansatz umfaßt zwei Grenzfälle, das vollständige Haften (verschwindende Tangentialgeschwindigkeit bei endlicher Schubspannung) und das vollkommene Gleiten (verschwindende Schubspannung bei endlicher Tangentialgeschwindigkeit). Nach dem vorangehenden ist bisher immer der erste Grenzfall vorausgesetzt worden; Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist es, die innere Reibung von Suspensionen im zweiten Grenzfalle der vollkommenen Gleitung zu berechnen und dadurch überhaupt erst einen Anhaltspunkt über den Einfluß der Gleitung zu gewinnen. Wegen der noch bestehenden Unsicherheit über die Zahlenwerte des Gleitungskoeffizienten wurde von einer Behandlung des allgemeinen Falles der endlichen Gleitung vorerst abgesehen.

Bei dieser Berechnung werden möglichst einfache Voraussetzungen gemacht. Als Strömungsform fern vom Teilchen wird die rotationssymmetrische reine Deformationsbewegung, für die Gestalt des Teilchens die Kugel und das Stäbchen (beides Grenzfälle des gestreckten Rotationsellipsoides) vorausgesetzt. Die Stäbchen sollen in Richtung der Symmetrieachse orientiert sein. Beim Fehlen Brownscher Bewegung ist diese Orientierung eine Gleichgewichtslage, da wegen der Rotationssymmetrie zu jedem Drehmoment auf das Teilchen das entgegengesetzte Drehmoment gleichberechtigt wäre.

Der Gang der Rechnung schließt sich an die Arbeit von Jeffery an[1]). Er wird im folgenden dargestellt.

Die als Suspensionsmittel dienende Flüssigkeit genügt den Navier-Stokesschen Gleichungen, die bei hinreichend langsamer Bewegung übergehen in:

$$\left.\begin{aligned} \eta_0 \Delta u_x &= \frac{\partial p}{\partial x} \\ \eta_0 \Delta u_y &= \frac{\partial p}{\partial y} \\ \eta_0 \Delta u_z &= \frac{\partial p}{\partial z} \\ \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0 . \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Hierin bedeuten x, y, z, kartesische Koordinanten. Diese 4 Gleichungen sind Bestimmungsgleichungen für 4 unbekannte Ortsfunktionen, die drei Komponenten der Geschwindigkeit u_x, u_y, u_z und den Druck p. η_0 ist der Reibungskoeffizient der Flüssigkeit.

Es ist ein Lösungssystem der Gleichungen (1) zu suchen, welches im Unendlichen und an der Oberfläche des suspendierten Teilchens noch näher festzusetzenden Randbedingungen genügt.

Das suspendierte Teilchen soll die Form eines gestreckten Rotationsellipsoides haben mit den Halbachsen a, b und dem Brennpunktabstand $2c = 2\sqrt{a^2 - b^2}$; der Mittelpunkt liegt im Anfangspunkt des Koordinatensystems, die große Achse ist in Richtung der x-Achse orientiert. An der Teilchenoberfläche sollen die Normalkomponente der Geschwindigkeit und die

1) A. Einstein, Ann. Phys. **17**, 549, 1905; **19**, 371, 1906.
2) G. B. Jeffery, Proc. Roy. Soc. **102**, 161, 1922; R. Eisenschitz, Z. physik. Ch. (A) **158**, 78, 1931; **163**, 133, 1933. Vgl. auch L. Onsager, Phys. Rev. **40**, 1028, 1932.
3) Vgl. H. Lamb, Hydrodynamics, 5. Aufl. London 1924, S. 569.
4) P. Epstein, Physical Rev. **23**, 710, 1924.

1) G. B. Jeffery, l. c.

Schubspannung verschwinden. Zur Formulierung dieser Randbedingungen werden elliptische Koordinaten eingeführt:

$$\left.\begin{aligned} x &= c\varrho\mu \\ y &= c\sqrt{(\varrho^2-1)(1-\mu^2)}\cos\varphi \\ z &= c\sqrt{(\varrho^2-1)(1-\mu^2)}\sin\varphi . \end{aligned}\right| \quad (2)$$

Die Gleichung der Ellipsoidoberfläche lautet in diesen Koordinaten

$$\varrho = \frac{a}{c}.$$

Mit der Bezeichnung $\mathfrak{P}$ für den Spannungstensor lauten die Randbedingungen:

$$u_\varrho = 0 \quad (3)$$

$$\mathfrak{P}_{\varrho\mu} = 0 \quad (4)$$

$$\mathfrak{P}_{\varrho\varphi} = 0 . \quad (5)$$

Im Unendlichen soll die gesuchte Geschwindigkeits- und Druckverteilung in eine um die x-Achse rotationssymmetrische reine Deformationsbewegung übergehen, nämlich in das Lösungssystem der Gleichung (1):

$$u_x = \mathfrak{A}x , \quad u_y = -\frac{\mathfrak{A}}{2}y , \quad u_z = -\frac{\mathfrak{A}}{2}z , \quad p = \text{konst.} \quad (6)$$

Aus Symmetriegründen muß die gesuchte Lösung des Gleichungssystems (1) ebenfalls um die x-Achse rotationssymmetrisch sein.

Um einen Ansatz für die gesuchte Lösung zu finden, macht man von der Linearität des Gleichungssystems (1) Gebrauch, die es ermöglicht, aus Partiallösungen durch Linearkombination weitere Lösungen zu bilden. Man stellt also eine Linearkombination des Lösungssystems (6) mit anderen Partiallösungen auf, die rotationssymmetrisch sind und im unendlichen verschwinden. Die Koeffizienten der Linearkombination müssen so gewählt werden, daß die Geschwindigkeit und Druckverteilung an der Ellipsoidoberfläche den Randbedingungen (3), (4), (5) genügt. Die erforderlichen Partiallösungen von Gleichung (1) lassen sich aus Lösungen der Laplaceschen Gleichung ableiten. Es sollen daher zuerst Lösungen der Laplaceschen Gleichung in elliptischen Koordinaten aufgestellt werden. Für die gestellte Aufgabe sind 3 aus Kugelfunktionen[1]) erster Art $P_n^s(\mu)$ und zweiter Art $Q_n^s(\varrho)$ hergestellte Lösungen der Laplaceschen Gleichung ausreichend:

$$\Theta_n = P_n(\mu)Q_n(\varrho) , \qquad \Phi_n = P_n^1(\mu)Q_n^1(\varrho)\cos\varphi , \qquad \Psi_n = P_n^1(\mu)Q_n^1(\varrho)\sin\varphi .$$

Daraus gewinnt man Partiallösungen der Gleichung (1), die den angegebenen Anforderungen genügen:

$$u_x = -\left(\frac{\partial\Phi_n}{\partial y}+\frac{\partial\Psi_n}{\partial z}\right), \quad u_y = \frac{\partial\Phi_n}{\partial x}, \quad u_z = \frac{\partial\Psi_n}{\partial x}, \quad p = \text{konst.} \quad (7)$$

$$u_x = \frac{\partial\Theta_n}{\partial x}, \quad u_y = \frac{\partial\Theta_n}{\partial y}, \quad u_z = \frac{\partial\Theta_n}{\partial z}, \quad p = \text{konst.} \quad (8)$$

$$u_x = -\Theta_{n-1} + x\frac{\partial\Theta_{n-1}}{\partial x}, \quad u_y = x\frac{\partial\Theta_{n-1}}{\partial y}, \quad u_z = x\frac{\partial\Theta_{n-1}}{\partial z}, \quad p = 2\eta_0\frac{\partial\Theta_{n-1}}{\partial x}. \quad (9)$$

$$\left.\begin{aligned} u_x &= y\frac{\partial\Phi_{n-1}}{\partial x}+z\frac{\partial\Psi_{n-1}}{\partial x}, \\ u_y &= -\Phi_{n-1}+y\frac{\partial\Phi_{n-1}}{\partial y}+z\frac{\partial\Psi_{n-1}}{\partial y}, \\ u_z &= y\frac{\partial\Phi_{n-1}}{\partial z}-\Psi_{n-1}+z\frac{\partial\Psi_{n-1}}{\partial z}, \\ p &= 2\eta_0\left(\frac{\partial\Phi_{n-1}}{\partial y}+\frac{\partial\Psi_{n-1}}{\partial z}\right). \end{aligned}\right| \quad (10)$$

Diese Partiallösungen sind vom $(n-1)$ten Grade in μ.

Es ist eine Linearkombination dieser Partiallösungen aufzustellen, bei welcher so viele Lösungssysteme (7) bis (10) kombiniert werden, daß es möglich ist, durch Wahl der Koeffizienten die Randbedingungen an der Ellipsoidfläche zu erfüllen. Dies gelingt durch einen Ansatz, der aus Kugelfunktionen 1., 2., 3., 4. Ordnung nach Gleichung (7) bis (10) abgeleitet ist.

---

1) Vgl. H. Lamb, Hydrodynamics S. 130; dort sind auch die Kugelfunktionen explicite, bzw. Formeln zu ihrer Berechnung angegeben.

$$
\begin{aligned}
u_x &= \mathfrak{A}x + \frac{4\mathsf{A}}{c^2}\left(-\Theta_1 + x\frac{\partial\Theta_1}{\partial x}\right) - \frac{2\mathsf{B}}{c_2}\left(y\frac{\partial\Phi_1}{\partial x} + z\frac{\partial\Psi_1}{\partial x}\right) + \frac{\mathsf{V}}{3c^3}\left(\frac{\partial\Phi_2}{\partial y} + \frac{\partial\Psi_2}{\partial z}\right)\\
&\quad + \mathsf{M}\left(-\Theta_3 + x\frac{\partial\Theta_3}{\partial x}\right) + \mathsf{K}\frac{\partial\Theta_4}{\partial x} - \mathsf{L}\left(\frac{\partial\Phi_4}{\partial y} + \frac{\partial\Psi_4}{\partial z}\right),\\
u_y &= -\frac{\mathfrak{A}}{2}y + \frac{4\mathsf{A}}{c^2}x\frac{\partial\Theta_1}{\partial y} - \frac{2\mathsf{B}}{c^2}\left(-\Phi_1 + y\frac{\partial\Phi_1}{\partial y} + z\frac{\partial\Psi_1}{\partial y}\right) - \frac{\mathsf{V}}{3c^3}\frac{\partial\Phi_2}{\partial x}\\
&\quad + \mathsf{M}\,x\frac{\partial\Theta_3}{\partial y} + \mathsf{K}\frac{\partial\Theta_4}{\partial y} + \mathsf{L}\frac{\partial\Phi_4}{\partial x},\\
u_z &= -\frac{\mathfrak{A}}{2}z + \frac{4\mathsf{A}}{c^2}x\frac{\partial\Theta_1}{\partial z} - \frac{2\mathsf{B}}{c^2}\left(y\frac{\partial\Phi_1}{\partial z} - \Psi_1 + z\frac{\partial\Psi_1}{\partial z}\right) - \frac{\mathsf{V}}{3c^3}\frac{\partial\Psi_2}{\partial x}\\
&\quad + \mathsf{M}\,x\frac{\partial\Theta_3}{\partial z} + \mathsf{K}\frac{\partial\Theta_4}{\partial z} + \mathsf{L}\frac{\partial\Psi_4}{\partial x}.
\end{aligned}
\tag{11}
$$

Hierin sind **A, B, K, L, M, V** die unbestimmten Koeffizienten der Linearkombination. Die aus den Kugelfunktionen 1. und 2. Ordnung abgeleiteten Glieder stimmen mit dem rotationssymmetrischen Anteil der von Jeffery erhaltenen Lösung überein. Die Koeffizienten **A, B, V** haben dieselbe Bedeutung wie bei Jeffery.

Da das durch Gleichung (11) dargestellte Lösungssystem der Gleichung (1) rotationssymmetrisch ist, wird unabhängig von den Zahlenwerten der Koeffizienten die Randbedingung (5) erfüllt. Um die beiden Randbedingungen (3) und (4) zu befriedigen, transformiert man sie in elliptische Koordinaten:

$$
u_\varrho = \frac{\mu\sqrt{\varrho^2-1}}{\sqrt{\varrho^2-\mu^2}}u_x + \frac{\varrho\sqrt{1-\mu^2}\cos\varphi}{\sqrt{\varrho^2-\mu^2}}u_y + \frac{\varrho\sqrt{1-\mu^2}\sin\varphi}{\sqrt{\varrho^2-\mu^2}}u_z = 0. \tag{12}
$$

und mit Rücksicht auf Gleichung (12)

$$
2\mathfrak{P}_{\varrho\mu} = -\frac{\varrho\sqrt{\varrho^2-1}}{c(\varrho^2-\mu^2)^{3/2}}u_\mu + \frac{\sqrt{\varrho^2-1}}{c\sqrt{\varrho^2-\mu^2}}\cdot\frac{\partial u_\mu}{\partial\varrho} = 0, \tag{13}
$$

wobei

$$
u_\mu = \frac{\varrho\sqrt{1-\mu^2}}{\sqrt{\varrho^2-\mu^2}}u_x - \frac{\mu\sqrt{\varrho^2-1}\cos\varphi}{\sqrt{\varrho^2-\mu^2}}u_y - \frac{\mu\sqrt{\varrho^2-1}\sin\varphi}{\sqrt{\varrho^2-\mu^2}}u_z.
$$

Man führt die Ansätze (11) in die Randbedingungen (12) und (13) ein; dabei sollen der Übersichtlichkeit halber die von $Q_1(\varrho)$ und $Q_2(\varrho)$ abhängigen Anteile teilweise explizite als Funktionen von ϱ geschrieben werden; im übrigen wird bei den Kugelfunktionen durchweg das Argument ϱ fortgelassen; mit Q_n', Q_n'' usw. werden die Differentialquotienten der Kugelfunktionen nach ϱ bezeichnet. Es ergibt sich:

$$
\begin{aligned}
u_\varrho = \frac{\sqrt{\varrho^2-1}}{\sqrt{\varrho^2-\mu^2}}\Bigg[&\left\{-\frac{\mathfrak{A}c\varrho}{2} - \frac{\mathsf{V}}{c^4}Q_2' - \frac{\mathsf{B}}{c^2}\cdot\frac{4}{\varrho^2-1} - \frac{\mathsf{K}}{c}\cdot\frac{15}{2}Q_4' + \frac{\mathsf{L}}{c}\frac{3}{8}Q_4'\right\}\\
&+\mu^2\left\{\frac{3}{2}\mathfrak{A}c\varrho + \frac{\mathsf{V}}{c^4}3Q_2' - \frac{\mathsf{A}}{c^2}\cdot\frac{4}{\varrho^2-1} + \frac{\mathsf{B}}{c^2}\cdot\frac{4}{\varrho^2-1} + \frac{\mathsf{K}}{c}75Q_4'\right.\\
&\left.-\frac{\mathsf{L}}{c}\cdot\frac{15}{4}Q_4' + \mathsf{M}\frac{3}{2}(Q_3 - \varrho Q_3')\right\}\\
&+\mu^4\left\{-\frac{\mathsf{K}}{c}\cdot\frac{175}{2}Q_4' + \frac{\mathsf{L}}{c}\frac{35}{8}Q_4' + \mathsf{M}\frac{5}{2}(-Q_3 + \varrho Q_3')\right\}\Bigg] = 0.
\end{aligned}
\tag{14}
$$

$$2\mathfrak{P}_{\varrho\mu} = \frac{\mu\,(\varrho^2-1)(1-\mu^2)}{c\,(\varrho^2-\mu^2)^2}\left[\left|\mathfrak{A}c\varrho + \frac{\mathbf{V}}{c^4}\left[2Q_2' - \frac{4}{\varrho^2-1}\right] + \frac{\mathbf{K}}{c}15\left[-\varrho^2 Q_4'\right.\right.\right.$$
$$\left. + \varrho(\varrho^2+1)Q_4'' + \frac{1}{2}\varrho^2(\varrho^2-1)Q_4'''\right] + \frac{\mathbf{L}}{c}\cdot 15\left(\varrho Q_4 - \frac{1}{2}\varrho^2 Q_4'\right)\Big|$$
$$+ \mu^2\Big|-3\mathfrak{A}c\varrho - \frac{\mathbf{V}}{c^4}6Q_2' + \frac{\mathbf{K}}{c}5\left[(7\varrho^2-3)Q_4' - (7\varrho^3+13\varrho)Q_4'' - \left(\frac{7}{2}\varrho^2+\frac{3}{2}\right)(\varrho^2-1)Q_4'''\right] \Big| \quad (15)$$
$$+ \frac{\mathbf{L}}{c}5\left[-7\varrho Q_4 + \left(\frac{7}{2}\varrho^2+\frac{3}{2}\right)Q_4'\right] + \mathbf{M}5\left(-\varrho^2 Q_3 + \varrho^3 Q_3'\right)\Big|$$
$$\left. + \mu^4\left|\frac{\mathbf{K}}{c}35\left[Q_4' + 2\varrho Q_4'' + \frac{1}{2}(\varrho^2-1)Q_4'''\right] - \frac{\mathbf{L}}{c}\cdot\frac{35}{2}Q_4' - \mathbf{M}5\,(Q_3 + \varrho Q_3')\right|\right] = 0.$$

Da die Gleichungen (14) und (15 für jeden Wert von μ gelten sollen, müssen die Faktoren jeder Potenz von μ – also die Ausdrücke in den geschwungenen Klammern – einzeln verschwinden. Daraus ergeben sich sechs Gleichungen zur Berechnung der sechs Koeffizienten **A**, **B**, **K**, **L**, **M**, **V**. Diese Berechnung wurde in den Grenzfällen $\lim \varrho \to \infty$, $c\varrho = r$ (Kugel), sowie $\lim \varrho \to 1$ (Stäbchen) durchgeführt. Für kugelförmige[1]) Teilchen ergibt sich:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4}\mathfrak{A}r^3, \qquad \mathbf{B} = -\frac{1}{8}\mathfrak{A}r^3, \qquad (16)$$

während alle anderen Koeffizienten verschwinden. Für stäbchenförmige Teilchen ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{A} &= \frac{7}{24}\mathfrak{A}a b^2 & \mathbf{B} &= -\frac{7}{48}\mathfrak{A}a b^2 \\ \mathbf{K} &= -\frac{1}{20}\mathfrak{A}b^2 & \mathbf{L} &= -\mathfrak{A}b^2 \\ \mathbf{M} &= 0 & \mathbf{V} &= -\frac{1}{12}\mathfrak{A}a^3 b^2. \end{aligned}\right| \quad (17)$$

Damit ist die Geschwindigkeits- und Druckverteilung in der Suspension gegeben.

Um den Einfluß der suspendierten Teilchen auf die innere Reibung der Suspension zu berechnen, benötigt man die Leistung der hydrodynamischen Spannungen auf einer um das Teilchen geschlagenen Kugelfläche, deren Radius groß gegen die Abmessungen des Teilchens ist. Bei der Berechnung dieser Leistung kann man sich auf die Glieder mit **A** und **B** beschränken, da die Beiträge aller anderen Glieder in hinreichend großem Abstande mit höherer Größenordnung verschwinden. Infolgedessen ist der weitere Gang der Rechnung bereits in der Arbeit von Jeffery enthalten; es ist lediglich notwendig, in die dort angegebenen Formeln die Ausdrücke (16) bzw. (17) für die Koeffizienten **A** und **B** einzusetzen.

Nach Jefferys Gleichung (59) ist die durch das Teilchen verursachte zusätzliche Reibungswärme

$$W - W_0 = \frac{32}{3}\pi\eta_0\mathfrak{A}\,(\mathbf{A} - \mathbf{B}).$$

Andererseits ist die Definition des Reibungskoeffizienten η bei rotationssymmetrischer Deformationsbewegung[1])

$$\eta = \frac{W}{3\mathfrak{A}^2 V}.$$

Hierin bedeutet V das Volumen der Suspension, während das in den folgenden Formeln auftretende Gesamtvolumen des suspendierten Materials mit v bezeichnet wird. Es ergibt sich also

$$\frac{\eta}{\eta_0} - 1 = \frac{32\pi(\mathbf{A}-\mathbf{B})}{9\mathfrak{A}V}.$$

Daher ist im Falle vollkommenen Gleitens die innere Reibung einer Suspension von Kugeln

$$\frac{\eta}{\eta_0} - 1 = \frac{v}{V} \qquad (18)$$

und von Stäbchen

$$\frac{\eta}{\eta_0} - 1 = \frac{7}{6}\frac{v}{V}. \qquad (19)$$

1) Die Berechnung der Strömung in Suspensionen kugeligen Teilchen kann auch mit Hilfe des von Einstein l. c. angegebenen Ansatzes in Polarkoordinaten durchgeführt werden.

1) In der ersten Berechnung der Viskosität von Suspensionen stäbchenförmiger Teilchen. Z. physik. Ch. (A) **158**, 78, 1931, Gleichung (6) wurde bei der Definition von η der Faktor $^1/_3$ übersehen und daher ein dreifach zu hoher Wert für $\frac{\eta}{\eta_0} - 1$ erhalten.

Zum Vergleich werden die entsprechenden Formeln angegeben, die bei vollständigem Haften gelten. Für Suspensionen von Kugeln ist:

$$\frac{\eta}{\eta_0} - 1 = 2{,}5\,\frac{v}{V} \qquad (20)$$

und von Stäbchen:

$$\frac{\eta}{\eta_0} - 1 = \frac{a^2}{3b^2 \cdot \ln \frac{2a}{b}} \cdot \frac{v}{V}. \qquad (21)$$

Es gilt also in allen bisher berechneten Fällen für die innere Reibung von Suspensionen eine Formel

$$\frac{\eta}{\eta_0} - 1 = g \cdot \frac{v}{V}.$$

Der Einfluß der Teilchenform und der Randbedingung drückt sich in dem Wert des Proportionalitätsfaktors g aus. Bei Kugeln geht dieser Faktor auf zwei Fünftel seines Wertes, wenn an Stelle vollständigen Haftens vollkommenes Gleiten angenommen wird. Bei Stäbchen erweist sich g im Falle vollständigen Haftens als stark abhängig vom Schlankheitsgrad, dem Achsenverhältnis; g ist annähernd proportional dem Quadrat des Achsenverhältnisses; dagegen ist es im Falle vollkommenen Gleitens vom Achsenverhältnis unabhängig. Auch besteht dann zwischen dem für Kugeln und für Stäbchen gültigen Faktor nur ein geringer Unterschied. Man wird erwarten dürfen, daß bei endlichen Gleitungskoeffizienten der Zahlenwert des Faktors zwischen den beiden Grenzwerten liegt, die er bei vollkommenem Gleiten und vollständigem Haften annimmt. Wenn dies zutrifft, wird im allgemeinen g vom Achsenverhältnis abhängig sein, aber mit einer kleineren als der zweiten Potenz des Achsenverhältnisses ansteigen.

Ein Vergleich, der für reine Deformationsbewegung berechneten Formeln mit der Erfahrung ist nicht möglich, da noch keine Viskositätsmessungen bei reiner Deformationsbewegung vorliegen. Nun hat sich für die laminare Strömung unter Voraussetzung lebhafter Brownscher Bewegung und vollständigen Haftens eine theoretische Formel[1]) ergeben, die aussagt, daß g etwa dem Quadrat des Achsenverhältnisses proportional ist. Man wird nach dem Ergebnis dieser Arbeit auch hier erwarten, daß bei endlichem Gleitungskoeffizienten g mit einer kleineren als der zweiten Potenz vom Achsenverhältnis abhängen wird. Die laminare Strömung ist der experimentellen Untersuchung leicht zugänglich. Es liegt daher nahe, die theoretische Formel mit den Messungen an verdünnten Lösungen von Paraffin-Kohlenwasserstoffen zu vergleichen[1]). Dabei zeigt sich eine Diskrepanz derart, daß der experimentelle Faktor g kleiner ist als der theoretische und nicht dem Quadrat, sondern der ersten Potenz des Achsenverhältnisses proportional ist. Nach dem vorangehenden kann man vermuten, daß diese Diskrepanz durch Gleitung verursacht ist. Es muß aber offengelassen werden, ob die Moleküle der Paraffin-Kohlenwasserstoffe auch nur annähernd als Stäbchen aufgefaßt werden dürfen[2]).

An diesem Beispiel zeigen sich die Schwierigkeiten, die einer experimentellen Verifikation der theoretischen Viskositätsformel entgegenstehen. Um möglichst gut definierte Voraussetzungen herzustellen, wird man zweckmäßig Suspensionen hinreichend großer Teilchen verwenden, bei welchen vollständiges Haften vorausgesetzt werden darf.

Zusammenfassung.

Die Berechnung der inneren Reibung von Suspensionen stäbchenförmiger Teilchen hatte eine charakteristische Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten vom Schlankheitsgrad der Stäbchen ergeben. Dabei war Haften der Flüssigkeit am suspendierten Teilchen vorausgesetzt worden. Da bei kleinen Teilchen diese Voraussetzung zweifelhaft ist, wird, um einen Überblick über den Einfluß der Gleitung zu gewinnen, in der vorliegenden Arbeit als Voraussetzung vollkommenes Gleiten der Flüssigkeit am Teilchen eingeführt. In diesem Fall ergibt die Rechnung, daß die innere Reibung vom Schlankheitsgrad der Stäbchen unabhängig wird.

Herrn Professor Dr. Kurt Hess danke ich für Förderung und Unterstützung der vorliegenden Arbeit.

1) Z. physik. Ch. (A) **163**, 133, 1933, Gl. (3a).

1) H. Staudinger und W. Nodzu, Ber. Dtsch. Chem. Ges. **63**, 721, 1930.

2) Diese Betrachtung hat zuerst Onsager l. c. angestellt. Vgl. ferner W. Kuhn, Z. physik. Ch. (A) **161**, 1, 127, 1932.

(Eingegangen 4. März 1933.)

Die Anregungspotentiale des Argonatoms.

Von Ramón G. Loyarte.

Physikalisches Institut d. Universität La Plata (Argentinien).

1. Zweck der Untersuchung.

Vorliegende Untersuchung hat den Zweck, zur Kenntnis des Argonatoms beizutragen und damit auch zur Kenntnis seiner Spektren.

Das Argon ist durch Anregung mittels Elektronenstoßes von Hertz[1]) untersucht worden, indem der Unterschied zwischen den Elektronenströmen festgestellt wurde, die einmal mit und zum anderen Male ohne Verzögerungsfeld an die Platte der „Elektronenstoßröhre" gelangen; man fand so die Potentiale 11,5; 13 und 14 Volt. Von G. Hertz und R. Kloppers[2]) wurden mit Hilfe der gleichen Methode die Werte 11,5; 13 und 13,9 für die Anregungspotentiale und 15,4 für das der Ionisation gefunden; Bartels und W. Gliwitzky[3]) finden für die Anregungspotentiale 11,5; 12,8 und 14 Volt und für jene der Ionisation die Werte 15,68 und 16,25. Diesen letzten Wert schreiben sie dem H_2 zu. Das Argon hat andrerseits zwei Ionisationspotentiale in Übereinstimmung mit den beiden Elektronenschalen M_{22} und M_{21}, deren Werte sich zwischen 15,66 und 15,84 Volt befinden. Die letzten der genannten Autoren haben das im Handel befindliche Argon verwendet, das sie mit Hilfe der Kaliumzelle reinigten. Keiner der erwähnten Forscher hat das Spektrum des Gases, das er verwendete, veröffentlicht, auch wird bei keinem angegeben, ob spektroskopische Beobachtung stattfand.

Auch J. E. Roberts und R. Whiddington[4]) haben die Argonpotentiale bestimmt und die Werte 11,6; 13 und 14,1 gefunden.

Bezüglich der Arbeiten über die Klassifikation der Spektrallinien des Argons, bei dem zwei Spektren zu unterscheiden sind, das rote und das blaue, sind zu erwähnen die Veröffentlichungen von Lymann, von H. B. Dorgelo und J. H. Abbink[5]) und von K. W. Meißner[6]). Letzthin sind zwei Beiträge über dieses Spektrum von W. Gremmer[1]) und von Rasmussen[2]) veröffentlicht worden.

1) G. Hertz, Zeitschr. f. Phys. **18**, 307, 1923.
2) G. Hertz und R. K. Kloppers, Zeitschr. f. Phys. **31**, 463, 1925.
3) H. Bartels und W. Gliwitzky, Zeitschr. f. Phys. **47**, 68, 1928.
4) T. E. Roberts und R. Whiddington, Leeds Phil. and Lit. Soc. Proc. **2**, 46–49, April 1930.
5) H. B. Dorgelo und J. H. Abbink, Zeitschr. f. Phys. **41**, 753, 1927.
6) K. W. Meißner, Zeitschr. f. Phys. **37**, 238, 1926; **39**, 172, 1926; **40**, 839, 1927.

2. Vorbereitung des Argons.

Wir haben das Argon vorbereitet, indem wir von der gut getrockneten und von Kohlensäure befreiten Luft ausgingen oder von Resten flüssiger Luft, vermittelst des von Born angegebenen Verfahrens[3]) des Kalziumbogens und in Verbindung mit dem von Gehlhoff studierten Verfahren der Kaliumzelle[4]).

Ferner sind wir auch von im Handel erhältlichen Argon ausgegangen, das von uns weiter gereinigt wurde, indem die in der atmosphärischen Luft enthaltenen aktiven Gase von einer Mischung von Kalk (90 Proz.) und Chlorkalzium (10 Proz.) absorbiert wurden bei gleichzeitiger Erwärmung in einem eisernen Gefäß bis zu 800° C.

Die Fig. 1 zeigt ein Schema einer der Apparaturen. In den Ballon B, innerhalb dessen sich der Kalziumbogen befindet, dessen Elektroden mittels eines Elektromagneten und dem Eisenkern Fe in Kontakt gebracht werden, läßt man trockene, von Kohlensäure befreite Luft eintreten, Gas von den Resten flüssiger Luft oder auch im Handel befindliches Argon, das, so wie weiter oben beschrieben, vorgereinigt ist; danach wird mit Hilfe des Gebläses das Glasrohr, das die Verbindung mit außen herstellt, geschlossen.

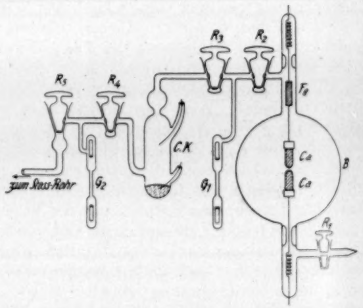


Fig. 1.

Wenn man den Kalziumbogen in Tätigkeit setzt (metallisches Kalzium von Schering-Kahlbaum), beobachtet man nach stundenlangem

1) W. Gremmer, Zeitschr. f. Phys. **59**, 716, 1928.
2) Ebbe Rasmussen, Zeitschr. f. Phys. **75**, 695, 1932.
3) F. Born, Ann. d. Phys. **69**, 473, 1922.
4) G. Gehlhoff, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 21, 1911.

brennen, daß der Bogen ausgeht. Kurz vor dem vollständigen Verlöschen läßt man Gas in die Geißler-Röhre G_1 eintreten und nimmt ein Spektrum auf. Wir benutzten einen Hilger Spektrographen D 77. Wenn noch Banden auftraten, wurde der Bogen von neuem gezündet. Dies wurde fortgesetzt, bis die Banden verschwunden waren. War dies einmal erreicht, so wurde das Gas nach der Kaliumzelle geleitet, in welcher eine weitere Reinigung stattfand, indem nicht nur die Spuren von N_2 und O_2, sondern auch jene von H_2 entzogen wurden.

Die Vorsichtsmaßregeln wurden noch weiter gesteigert, indem wir in einer letzten Serie unserer Bestimmungen zwei Kalziumbogen in Serie verwendeten. Ein großer Ballon enthielt den ersten Bogen und diente zur Aufbewahrung des Argons, das durch ihn gewonnen wurde. Dieses Argon nannten wir Brutto-Argon. Das an den Wänden des Ballons niedergeschlagene Kalzium absorbierte im kalten Zustande einen guten Teil des H_2. Der zweite Bogen befand sich in einem etwas kleineren Ballon, in welchem wir, vom Brutto-Argon ausgehend, ein wesentlich reineres Argon herstellten. Dieses Gas erhielt eine letzte Reinigung in der Kaliumzelle. Auf diese Art gelang es, den Wasserstoff derart zu eliminieren, daß seine Linien nicht mehr in den Spektren in Erscheinung

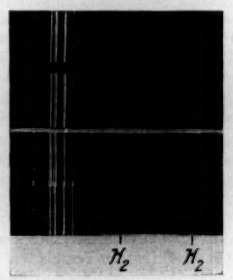


Fig. 2.

traten. Die Fig. 2 sind Argonspektrogramme. In einigen bemerkt man die Wasserstofflinien, in anderen dagegen nicht. Diese Spektrogramme wurden in der oben erwähnten Art gewonnen.

3. Das Stoßrohr und die Methoden.

Die Fig. 3 zeigt die Konstruktion der Röhre. Der Stoßraum befindet sich innerhalb eines Zylinders aus Nickel, der als Platte dient. Gitter und Glühfäden befinden sich innerhalb dieses Behälters. Mit dieser Vorrichtung lassen sich die Potentiale vollkommen definieren.

Wir haben die gewöhnliche Methode verwandt (Messen des Stromes, den die Elektronen hervorbringen, die nach der Platte gelangen unter Verwendung eines kleinen Gegenfeldes)

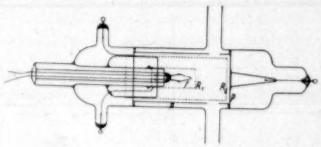


Fig. 3.

und die photoelektrische Methode. Wir haben nichts darüber finden können, ob auch einer der anderen Autoren diese letztere Methode beim Argon verwandte. Die Fig. 4 zeigt die Verbindung des Stoßrohres mit der Pumpe.

Das Stoßrohr wurde mehrere Stunden lang bei Erhitzung auf 400° C entgast. Danach verblieb, wie auch das gesamte Röhrensystem, monatelang entweder auf Hochvakuum oder mit reinem Argon gefüllt. Da die Argonfüllung oft erneuert wurde, diente dieser Vorgang als „Reinigung". Die Spektren zeigen klar, daß nur Argon in den Röhren vorhanden war.

Nachdem die Stoßröhre mit Argon gefüllt ist, öffnet man den Hahn R_6; diese Verbindung blieb neun und mehr Stunden hergestellt, und während dieser Zeit wurde die Röhre T in flüssige Luft getaucht. Damit wurde vollständig jede Spur von Quecksilberdampf unterdrückt.

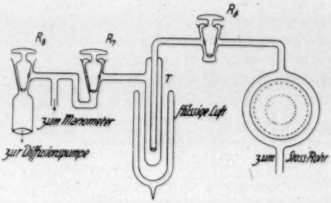


Fig. 4.

Der Druck wurde mit einem Mac Leod-Manometer bestimmt. Zu diesem Zwecke wurde einen Augenblick lang der Hahn R_7 geöffnet. Es ist klar, daß zwischen R_8 und R_7 das Hochvakuum erhalten blieb.

Für die Messungen benutzten wir ein Galvanometer Siemens-Schuckert hoher Empfindlichkeit, ungefähr 10^{-10} Amp. Die Potentiale wurden mit Hilfe eines Millivoltmeters des gleichen Hauses gemessen und außerdem mit einem Weston-Standard, das zwischen 0 und 15 Volt die Messung auf 0,02 Volt genau festzustellen gestattet.

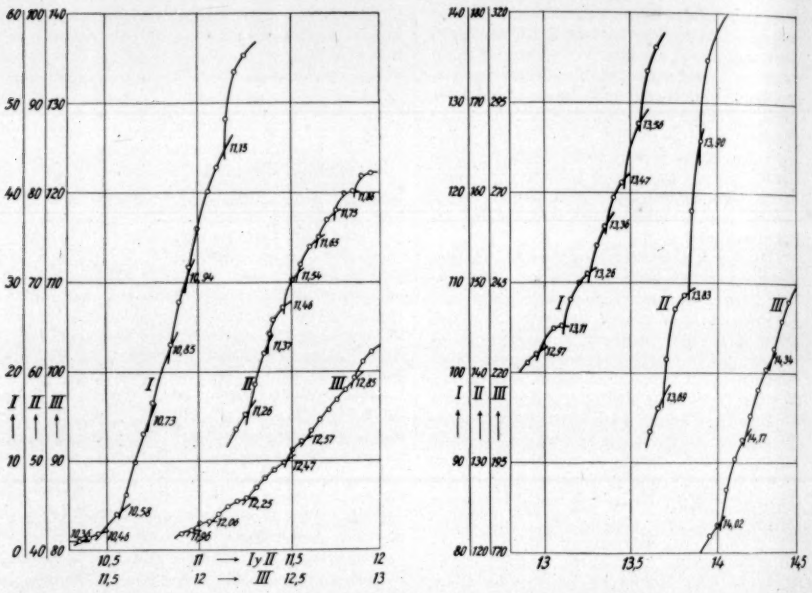


Fig. 5.

4. Die Meßresultate.

Die Röhre wurde mit Quecksilber geeicht, indem *Hg*-Dampf (keine Tropfen) bei gewöhnlicher Temperatur eingelassen wurde bei gleichzeitiger Anwesenheit des Argons. Es wurde dann das Potential bestimmt, welches dem Übergang $1S-2p_2$ entspricht. Die Korrektur befand sich nach dieser Methode bei 1,30 Volt. Ihr genauer Wert wurde für jede Kurve bestimmt, indem jener Wert als Basis genommen wurde und die für die entsprechenden Potentiale erhaltenen Werte als optisch bekannte Übergänge betrachtet wurden. Der Wert variierte zwischen 1,30 und 1,34 Volt, und es wurde festgestellt, daß Variationen der Hundertstel dieses Wertes mit solchen der Temperatur des Glühfadens und des Druckes Hand in Hand gingen.

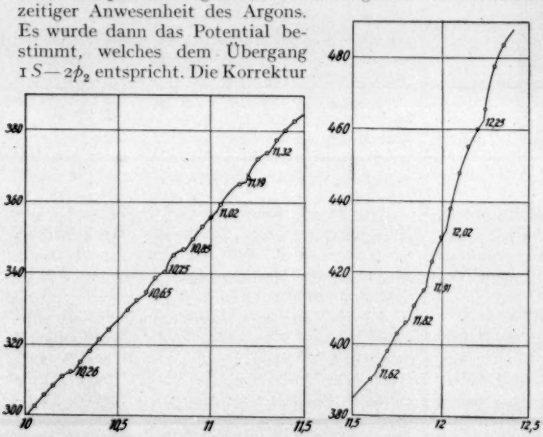


Fig. 6.

Es ist unnötig zu sagen, daß hierauf der Quecksilberdampf durch Erwärmen der Röhre und durch Ausfrieren entfernt wurde; die neu erhaltenen Kurven der Elektronenstöße beweisen seine Abwesenheit. Außerdem wurde die Eichung ausgeführt, nachdem bereits einige Kurven mit *Ar* allein vorlagen.

Zwischen April 1931 und Juli 1932 haben wir eine große Zahl von Beobachtungen ausgeführt,

und zwar mit den beiden Methoden, die wir weiter oben angeführt haben; jede Serie elektrischer Beobachtungen ist von einem Spektrogramm des Gases begleitet. Während dieser ganzen Zeit waren Röhre, Rezipient und Leitungen mit Argon gefüllt, das sehr oft gewechselt wurde, um die Messungen zu wiederholen. Oft wurde das Argon auch neu hergestellt gemäß der verschiedenen Methoden, wobei die Vorsichtsmaßregeln, wie bereits beschrieben, aufs äußerste verfeinert wurden. Nur zwei Tage lang war in der Apparatur Quecksilberdampf zur Eichung enthalten.

Wir haben mehr als zwanzig photoelektrische Kurven erhalten und mehrere vermittelst der anderen Methode.

Die Fig. 5 geben die Kurven der photoelektrischen Beobachtungen wieder. Die Korrektur ist 1,30 Volt; dazu sind noch die Werte zu berücksichtigen, welche an die Seite der Kurven an deren Knickstellen geschrieben sind.

Die Fig. 6 zeigt die Resultate nach der anderen Methode. Die Korrektur ist wieder 1,30 Volt. Mit Hilfe dieser Methode erhält man eine geringere Zahl von Potentialen als mit der anderen, aber die Werte jener entsprechen vollkommen den entsprechenden dieser Methode.

Aus den photoelektrischen Messungen, die wir als die genaueren ansehen, sind die Potentiale abgeleitet, welche in der weiter unten angegebenen Tabelle I angeführt sind. Die Übereinstimmung zwischen den Werten, welche durch die verschiedenen Kurven repräsentiert werden, ist befriedigend, so daß die in den Tabellen angegebenen Mittelwerte den wirklichen Werten mit einer Annäherung von höchstens 0,05 Volt entsprechen müssen, da die Potentiale von 0,05 zu 0,05 Volt und in einem Fall sogar von 0,033 zu 0,033 Volt gemessen wurden.

Tabelle I.

Kritische Potentiale des Argons.

Nr.	Potential Volt	Nr.	Potential Volt	Nr.	Potential Volt	Nr.	Potential Volt
1	11,42	13	12,54	25	13,62	37	14,85
2	11,52	14	12,64	26	13,75	38	14,95
3	11,65	15	12,74	27	13,84	39	15,05
4	11,75	16	12,83	28	13,92	40	15,15
5	11,85	17	12,89	29	14,04	41	15,20
6	11,92	18	12,95	30	14,14	42	15,30
7	12,00	19	13,04	31	14,23	43	15,40
8	12,12	20	13,13	32	14,35	44	15,53
9	12,23	21	13,23	33	14,43	45	15,73
10	12,27	22	13,33	34	14,54	46	15,85
11	12,34	23	13,43	35	14,65	47	15,95
12	12,44	24	13,53	36	14,76		

5. Diskussion der Resultate.

In Tabelle II sind alle unsere Potentiale eingezeichnet sowie die optischen Übergänge mit Länge und Nummer der Wellen, welche ihnen in Übereinstimmung mit den Arbeiten von Dorgelo und Abbink, Meißner, Saunders und Rasmussen zukommen. Man beobachtet dabei zwischen den Übergängen $1p_0 - 1s_2$ und $1p_0 - 2p_{10}$ zwölf Potentiale, welche Niveaus entsprechen, die bis heute unbekannt waren.

Tabelle II.

Optisch					Beobachtete Potentiale
Intensität	λ_v	ν	Kombination	Berechnete Potentiale	
—	—	93136,1	$1p_0 - 1s_5$	11,49	11,42
9	1066,75	93742,7	$1p_0 - 1s_4$	11,57	11,52
—	—	94546,01	$1p_0 - 1s_3$	11,67	11,65
10	1048,30	95392,5	$1p_0 - 1s_2$	11,78	11,75
—	—	—	—	—	11,85
—	—	—	—	—	11,92
—	—	—	—	—	12,00
—	—	—	—	—	12,12
—	—	—	—	—	12,23
—	—	—	—	—	12,27
—	—	—	—	—	12,34
—	—	—	—	—	12,44
—	—	—	—	—	12,54
—	—	—	—	—	12,64
—	—	—	—	—	12,74
—	—	—	—	—	12,83
—	—	104094,4	$1p_0 - 2p_{10}$	12,84	12,89
—	—	—	—	—	12,95
—	—	105455,1	$1p_0 - 2p_9$	13,01	13,04
—	—	105699,0	$1p_0 - 2p_8$	13,03	
—	—	106079,8	$1p_0 - 2p_7$	13,09	13,13
7	932,06	107289,2	$1p_0 - 2p_5$	13,23	13,23
—	—	107488,8	$1p_0 - 2p_2$	13,25	
—	—	—	—	—	13,33
8	919,79	108720,5	$1p_0 - 2p_1$	13,40	13,43
—	—	—	—	—	13,53
—	—	—	—	—	13,62
—	—	—	—	—	13,75
4	894,31	111818,0	$1p_0 - 3d_5$	13,80	13,84
—	—	—	—	—	13,92
5	879,97	113640,2	$1p_0 - 2s_4$	14,03	14,04
4	876,10	114142,2	$1p_0 - 3d_2$	14,09	14,14
5	869,75	114975,6	$1p_0 - 2s_2$	14,20	14,23
5	866,84	115361,5	$1p_0 - 3s'_1$	14,24	
—	—	—	—	—	14,35
—	—	—	—	—	14,43
—	—	—	—	—	14,54
3	842,79	118653,5	$1p_0 - 4d_5$	14,65	14,65
3	834,98	119763,3	$1p_0 - 3s_4$	14,79	14,76
4	834,42	119843,7	$1p_0 - 4d_2$	14,80	
0	829,13	120608,3	$1p_0 - 4s'_1$	14,89	14,85
4	826,34	121015,6	$1p_0 - 4s'_1$	14,94	14,95
4	825,36	121159,3	$1p_0 - 3s_2$	14,96	
2	820,12	121933,4	$1p_0 - 5d_5$	15,05	15,05
3	816,27	122508,5	$1p_0 - 5d_2$	15,12	15,15
0	809,99	123458,3	$1p_0 - 6d_5$	15,23	15,20
0	807,65	123816	$1p_0 - 5s'_1$	15,26	
0	807,23	123880,4	$1p_0 - \begin{cases} 5s_4 \\ 4s_2 \end{cases}$	15,28	15,29
—	—	—	—	15,29	—
—	—	—	—	—	15,40
—	—	—	—	—	15,53
—	—	—	—	—	15,73
—	—	—	—	—	15,85

Wir haben versucht, die genauen Werte der Terme zu berechnen, welche den Potentialen entsprechen und welche zwischen den Übergängen $1p_0-2s_2$ und $1p_0-2p_{10}$ liegen. Wir sind dabei von den groben Werten ausgegangen, welche man aus den Werten jener erhält, wenn man sich auf die nicht klassifizierten optischen Linien bezieht, deren Wellennummern nahe bei den Nummern liegen, welche aus den Differenzen zwischen jenem groben Wert des Termes und den Werten bekannter Terme resultieren. Diesem Verfahren stellen sich folgende Schwierigkeiten entgegen: Die Werte aus den Tabellen von Kayser für die Wellenlängen der Argonlinien sind in der Mehrzahl nur wenig genau; Meißner, der Messungen großer Genauigkeit gemacht hat, hat nur diejenigen Linien publiziert, die er auch klassifizieren konnte innerhalb eines weiten und wichtigen Gebietes.

Trotzdem kann man für das Potential 12 Volt und dem Termwert $X = 29763{,}9$ mit großer Genauigkeit vier optische Linien mittlerer Intensität klassifizieren, von denen drei von Meißner gemessen wurden und die vierte in den Tabellen von Kayser enthalten ist.

Die folgende Zusammenstellung gibt näheren Aufschluß.

Tabelle III.
$X = 29763{,}9$.

Kombination	ν_{ber}	ν_{beob}	λ_{ber}	Intensität	Beobachter
$X - 2s_4$[1]	16295,6	16295,4	6135	4	Siehe Kayser, Handbuch
$X - 3s_4$	22412,6	22412,6	4460,53	4	Meißner
$X - 4s'_{10}$	23405,9	23405,8	4271,24	3	,,
$X - 4s'_1$	23253.3	23253.4	4299,24	3	,,

1) Mit dem Term $2s_4$ von Rasmussen berechnet.

Schlußfolgerungen.

1. Mit Hilfe der photoelektrischen Methode haben wir für das Argonatom die einer großen Zahl von Übergängen, die optisch bekannt sind, entsprechenden Potentiale gefunden und eine gewisse Zahl von Potentialen, welche das Bestehen von bis heute unbekannten Niveaus erhellen. Das gilt im besonderen für das Gebiet zwischen $1s_2$ und $2p_{10}$ gemäß unserer Messungen.

2. Für den Fall des Potentials von 12 Volt wurde mit Hilfe von bekannten Niveaus und nichtklassifizierter optischer Linien der Term berechnet, welcher ihm zukommen könnte. Mit dem Wert $X = 29763{,}9$ für diesen Term kann man mit großer Genauigkeit vier Linien mittlerer Intensität klassifizieren, was bisher nicht möglich war.

(Eingegangen 11. März 1933.)

Über eine eigentümliche Struktur der Wasserstoffresonanzlinie λ 1216 Å.

Von M. Kulp und H. E. Binkele.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut Rostock.)

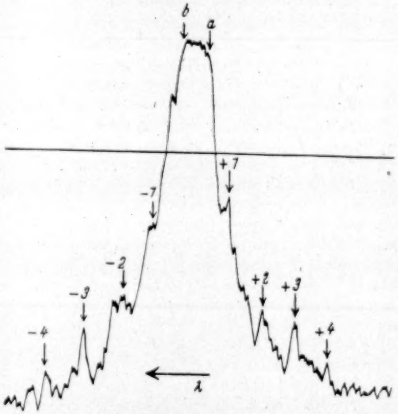
Experimentelle Anordnung und Resultate.

Bei Gelegenheit bandenspektroskopischer Arbeiten im Vakuumultraviolett beobachteten wir eine starke Linie mit beiderseitiger ausgeprägter Struktur bei λ 1216 Å. Die Aufnahmen wurden erhalten mit einem 1 m langen Entladungsrohr aus Quarz (3 cm Durchmesser ohne Verengung des mittleren Teiles), mit Silberelektroden; dieses war direkt auf den Spalt des Vakuumspektrographen[1]) aufgekittet. Der Spektrograph ist 2 m lang und ausgerüstet mit einem Konkavgitter von 1 m Brennweite und 5700 Linien pro cm. Bei den Aufnahmen sorgte eine Zirkulationspumpe für ständige Reinigung des Füllgases Helium (Druck etwa 15 mm) in Kohleabsorptionsrohren mit flüssiger Luft. Die Entladung wurde betrieben mit einer 1000 Perioden-Wechselstrommaschine, Resonanztransformator, 5000 cm Kapazität und vier Löschfunken, Bedingungen, wie sie für den ursprünglichen Zweck der Anordnung (Absorptionsaufnahmen mit dem Hopfield-schen Helium-Kontinuum) am günstigsten sind.

Es war zunächst festzustellen, ob die beobachtete Linie bei 1216 Å dem Helium (λ 1215,18 Å) oder dem Wasserstoff (λ 1215,68 Å) angehört. Die geringe Dispersion von $8{,}79 \pm 0{,}01$ Å pro mm und die starke Verbreiterung der Linie machten eine Trennung beider Linien unmöglich. Eine geringe Verunreinigung durch Wasserstoff konnte an den sichtbaren Balmerlinien festgestellt werden. Für Wasserstoff als emittierendes Atom spricht die Tatsache, daß es sich um die erste Linie der Lymanserie handelt, die also besonders stark zu erwarten wäre, daß ferner die erste Linie der analogen He^+-Serie λ 1640 Å außerordentlich schwach erscheint, die zweite Linie des He^+, λ 1215,18 Å, also noch schwächer zu erwarten wäre, und daß weiter die Linie bei 1216 Å in unverminderter Stärke auch dann erscheint, wenn man die Heliumfüllung durch Neon ersetzt. Da auch die Photometerkurve zeigt, daß der Schwerpunkt der Linie an der Stelle der H-Linie 1215,68 Å liegt, ist erwiesen, daß es sich um die Wasserstoffresonanzlinie handelt und nicht um die Heliumlinie 1215,18 Å.

1) Der Spektrograph wurde von Hilger-London bezogen und uns freundlichst von der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt.

Die mit einem Koch-Goosschen Registrierphotometer aufgenommene Intensitätsverteilung der Linie mit ihrer benachbarten Struktur zeigt die Figur[1]). Der Pfeil gibt die Richtung zunehmender Wellenlängen. Die Struktur liegt völlig symmetrisch zur Linienmitte. Sie hat nicht den Charakter eines stufenweisen Intensitätsabfalles,



Registrierkurve der Wasserstoffresonanzlinie λ 1215,68 Å (Platte I der Tabelle).

wie er schon mehrfach bei sog. Polarisationsmolekülen[2]) beobachtet wurde, es scheint sich vielmehr um eine Überlagerung von schwachen Emissionslinien über die symmetrisch verbreiterten Flügel der *H*-Linie zu handeln. Die Ausmessung ergab die in der Tabelle zusammengestellten Resultate. Die Spalten 1—4 beziehen sich auf die in der Figur abgebildete Aufnahme Platte I. Spalte 1 gibt die Numerierung der wichtigsten Maxima der Struktur nach der Figur, Spalte 2 und 3 ihre Wellenlängen in Å bzw. ihre Schwingungszahlen, angeschlossen an die Stickstofflinie λ 1199,533 Å (83365,8 cm^{-1}), und Spalte 4 die Abstände dieser Maxima in cm^{-1}. In Å betragen diese Abstände etwa 1,5—1,7 Å. In den letzten drei Spalten sind die $\Delta\nu$-Werte der Platte II und Platte III und das Mittel aus diesen drei ausgemessenen Platten angegeben. Der Wert 1215,68 Å in der Tabelle konnte nicht gemessen werden.

Tabelle.

Maximum (Fig. 1)	λ in Å (Platte I)	ν in cm^{-1} (Platte I)	$\Delta\nu$ (Platte I)	$\Delta\nu$ (Platte II)	$\Delta\nu$ (Platte III)	$\Delta\nu$ (Mittel)
+4	1209,03	82711	104	109	110	108
+3	1210,56	82607	114	94 (114)	108	112
+2	1212,23	82493	116	135 (115)	125	119
+1	1213,93	82377	119	119	127	122
	1215,68	82258	116	108	111	112
−1	1217,41	82142	93 (108)	107	110	108
−2	1218,78	82049	122 (108)	116	111	112
−3	1220,60	81927	119	125	118	121
−4	1222,37	81808				

Statt dessen wurde die Breite des intensivsten Kernes der Linie bestimmt. Er reicht von dem Punkt *a* der Figur mit der Wellenlänge λ 1215,0 Å bis zur Stelle *b* mit $\lambda = 1216{,}1$ Å. Man sieht, daß nahezu symmetrisch zwischen diesen beiden Wellenlängen der Wert λ 1215,68 Å liegt. Die größten Fehler der ν-Werte in Spalte 3 schätzen wir auf etwa 7 cm^{-1}, folglich die größtmöglichen Fehler in den $\Delta\nu$-Werten auf etwa 15 cm^{-1}. Die tatsächlichen Abweichungen liegen jedoch weit unter diesen Werten, wie die Tabelle zeigt. Nur an zwei Stellen liegt offensichtlich eine Störung vor. In Platte I ist das Maximum −2 gestört, wahrscheinlich durch den in der Figur sichtbaren langwelligen Begleiter. Dies verursacht die abweichenden $\Delta\nu$-Werte 93 und 122. In Platte II scheint das Maximum + 2 durch die *Hg*-Fremdlinie 1212,65 Å beeinflußt zu sein. Die korrigierten $\Delta\nu$-Werte sind hier in Klammern beigefügt. Sie wurden auch zur Mittelwertbildung benutzt. Außer den Hauptmaxima zeigt die Figur noch einige Nebenmaxima. Die Andeutung zwischen + 1 und + 2 rührt von einem Schichtfehler her, wie er bei Schumannplatten häufig vorkommt. Die langwelligen Begleiter von − 3 und − 4 sind auf den verschiedenen Aufnahmen von stark wechselnder Intensität relativ zu den Hauptmaxima, oder sogar gar nicht vorhanden und verraten sich schon durch dieses Verhalten als Fremdlinien oder Plattenfehler.

Diskussion der Messungen.

Die nächstliegende Erklärung für das Auftreten der Struktur war natürlich die, daß es sich um Polarisationsmoleküle als emittierende Teilchen handele. Zunächst müssen jedoch einige andere Möglichkeiten diskutiert werden. Aus der Tatsache, daß die beiderseitigen Begleiter nur bei der Wasserstofflinie und nicht bei ebenso starken Linien desselben Spektralbereiches auftreten, ist zu schließen, daß es sich

1) Die Figur gibt eine schwach belichtete Aufnahme wieder mit weniger stark ausgeprägten Maxima. Die stark belichteten Aufnahmen zeigen diese sehr viel deutlicher, lassen jedoch die innersten Maxima im verbreiterten Kern der Linie verschwinden.

2) O. Oldenberg, Zeitschr. f. Phys. **47**, 184, 1928; **55**, 1, 1929; H. Kuhn, Zeitschr. f. Phys. **76**, 782, 1932; H. Kuhn und O. Oldenberg, Phys. Rev. **41**, 72, 1932; H. Krefft und R. Rompe, Zeitschr. f. Phys. **73**, 681, 1932; K. Wurm, Zeitschr. f. Phys. **79**, 736, 1932.

nicht etwa um Beugungsbilder am Spalt handeln kann, der ohnehin bei $^2/_{100}$ mm Weite ein solches Beugungsbild nicht geben könnte; und daß ebenso Gittergeister nicht in Frage kommen. Auch der Starkeffekt kann nicht verantwortlich gemacht werden, da er bei den auftretenden Spannungen nicht so groß wie die beobachtete Struktur zu erwarten wäre und da außerdem mit Wechselstrom gearbeitet wurde. Eine nachfolgende Absorption aus der kontinuierlich stark verbreiterten Linie trifft wohl kaum zu, da die Struktur ausgesprochen den Charakter von Emissionslinienmaxima trägt. Es wäre endlich noch möglich, daß zufällige Fremdlinien die Beobachtungen erklären. Die hier in Frage kommenden ultravioletten H_2-Banden lassen sich in keiner Weise mit den beobachteten Linien in Einklang bringen, auch sind die benachbarten Spektralgebiete frei von solchen schwachen Linien. Alle übrigen möglichen Fremdlinien, Linien von *O*, *N*, *Hg*, *C*, *Ne*, *A* haben wir verglichen und wohl einige von ihnen auf einigen Aufnahmen gefunden, aber nirgends mit der Struktur identifizieren können. Es müßte also eine zufällige so regelmäßige Anordnung von noch unbekannten Fremdlinien sein, was wohl ausgeschlossen sein dürfte. Zieht man endlich zur Erklärung die Polarisationsmoleküle heran, so kämen in erster Linie Heliumwasserstoffpolarisationsmoleküle in Frage, da die emittierenden *H*-Atome fast ausschließlich von Heliumatomen umgeben sind. Versuche mit variablem Heliumdruck zeigten jedoch keinerlei Einfluß. Eine einwandfreie Entscheidung mußte ein Versuch mit Neon als Füllgas statt Helium bringen. Die Neonaufnahmen zeigten nun exakt dieselbe Struktur wie mit Helium, was auch aus der Ausmessung der Platte III der Tabelle zu ersehen ist. Edelgase kommen danach also nicht für die Bildung von Polarisationsmolekülen in Frage. Dasselbe dürfte für alle Verunreinigungen gelten, die viel zu gering sind, als daß sie sich in merklicher Anzahl mit *H*-Atomen würden vereinigen können. Trotzdem haben wir die wichtigsten von ihnen auf ihren Einfluß untersucht. Vermehrter Stickstoffzusatz, so daß die Stickstofflinien im Spektrum besonders intensiv auftraten, begünstigte in keiner Weise das Auftreten der Struktur. Dasselbe gilt von Sauerstoff und Quecksilber (aus der Zirkulationspumpe). Überhaupt war die Reproduzierbarkeit der Struktur sehr unsicher. Es läßt sich nur sagen, daß sie scheinbar gerade bei großer Reinheit der Entladung und wenig Wasserstoff (erkenntlich an der geringen Intensität der Balmerlinien) bevorzugt auftrat. Erhöhter H_2-Zusatz ließ die ultravioletten H_2-Banden erscheinen und die *H*-Linie verschwinden. Andrerseits konnten wir nicht durch einen in den Kreislauf eingebauten Ofen mit *CuO* den Wasserstoff vollständig beseitigen. Alle Aufnahmen, bei denen trotz ebenso starker Schwärzung die vollständige Struktur nicht erschien, zeigten beiderseits des sehr intensiven Kernes der Linie eine kontinuierliche Schwärzung, die genau an der Stelle der innersten Maxima, also der Maxima +1 und −1 der Tabelle abbrach. Letzteres erinnert an die Beobachtungen von Krefft und Rompe[1]) an Metall-Edelgasmolekülen.

Nach allem Gesagten scheint uns jedoch die Struktur nicht von Polarisationsmolekülen zwischen Wasserstoff und irgendeinem anderen Partner herzurühren, es sei denn, daß die Bildung solcher Moleküle von ganz speziellen und empfindlichen Bedingungen des Druckes und der Entladung abhängt. Vielleicht ist aber gerade die schlechte Reproduzierbarkeit der Erscheinung, ihr linienhafter Charakter und ihre reiche, regelmäßige Struktur ein Zeichen, daß es sich um andere Vorgänge handelt. Da die Experimente leider keine Anhaltspunkte geben, können aus der Fülle der Möglichkeiten nur einige angedeutet werden. Neben Stößen irgendwelcher Teilchen der Entladung kämen Reaktionen im Gasraum wie auch an der Wand in Frage, die die Beobachtungen erklären könnten. Es scheint uns aber auch durchaus möglich, daß der Wasserstoff selbst aus seinen Molekültermen eine Erklärung geben könnte. Es kämen hier nach Hund[2]) nur die vier Übergänge $1s\sigma\,2p\sigma\,{}^1\Sigma_u \to 1s\sigma\,1s\sigma\,{}^1\Sigma_g$; $1s\sigma\,2p\pi\,{}^1\Pi_u \to 1s\sigma\,1s\sigma\,{}^1\Sigma_g$; $1s\sigma\,2s\sigma\,{}^3\Sigma_g \to 1s\sigma\,2p\sigma\,{}^3\Sigma_u$ und $1s\sigma\,3s\sigma\,{}^3\Sigma_g \to 1s\sigma\,2p\sigma\,{}^3\Sigma_u$ in Frage, weil nur diese bei Dissoziation ein angeregtes *H*-Atom und damit Emission der Linie λ 1215,68 Å ergeben. Die ersten beiden Kombinationen sind bekannt aus H_2-Banden[3]), die dritte verursacht nach Winans und Stueckelberg sowie Finkelnburg und Weizel[4]) das Wasserstoffkontinuum, die vierte ist bisher nicht beobachtet, wie überhaupt der Term $1s\sigma\,3s\sigma\,{}^3\Sigma_g$ unbekannt geblieben ist. Von ihm sagt Hund (l. c.) aus, daß er vielleicht nur einem locker gebundenen Molekülzustand entspricht. Sicherlich wird man von ihm ein Potentialminimum mit einigen, wenn auch kleinen Schwingungsquanten in großem Kernabstand erwarten dürfen. Bei großen Kernabständen wird die untere Potentialkurve ($1s\sigma\,2p\sigma\,{}^3\Sigma_u$) dieser Kombination schon fast horizontal verlaufen. Sie hat trotz der Abstoßung nach Eisenschitz und

1) l. c.
2) F. Hund, Zeitschr. f. Phys. **63**, 738, 1930.
3) W. Weizel, Handb. d. Exp.-Phys. Erg.-Bd I S. 236 ff.
4) J. G. Winans und E. G. C. Stueckelberg, Proc. Nat. Acad. Amer. **14**, 867, 1928; W. Finkelnburg und W. Weizel, Zeitschr. f. Phys. **68**, 577, 1931.

London[1]) in dieser Gegend ein Minimum, wenn auch ein vernachlässigbar schwaches von nur 0,8 mV. Ein Übergang zwischen diesen beiden Kurven würde also eine Emission in der Nähe von λ 1215,68 Å ergeben und könnte mit der beobachteten Struktur in Zusammenhang stehen. Doch ist auch eine Beteiligung der anderen genannten Molekülterme, deren Potentialkurven ebenfalls zum größten Teil in großen Kernabständen unbekannt sind, nicht ausgeschlossen.

1) R. Eisenschitz und F. London, Zeitschr. f. Phys. **60**, 491, 1930.

In jedem Fall wird allerdings die zu λ 1215,68 Å symmetrische Lage der Maxima sowie die gute Konstanz der $\Delta\nu$-Werte bei diesen Deutungsversuchen Schwierigkeiten machen.

Wir danken Herrn Prof. Dr. Chr. Füchtbauer für die Überlassung aller notwendigen Institutsmittel und seine stete Förderung der Arbeit, sowie besonders der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, die den einen von uns durch ein Stipendium unterstützte und einen großen Teil der Apparate zur Verfügung stellte.

(Eingegangen 15. März 1933.)

BESPRECHUNGEN.

Handbuch der Physik. (2. Aufl.) Band XXIII/1. **Quantenhafte Ausstrahlung.** Bearbeitet von W. de Groot, R. Ladenburg, W. Noddack, F. M. Penning, P. Pringsheim. Redigiert von H. Geiger. 373 S. Mit 209 Abb. Berlin 1933. Jul. Springer. RM 32.—, geb. RM 34,70.

Der Band XXIII (Quanten) ist in der zweiten Auflage unterteilt worden und enthält in dem ersten vorliegenden Teilband die auf die quantenhafte Ausstrahlung bezüglichen Kapitel über Anregung von Quantensprüngen durch Stoß, über die Anregung von Lichtemission durch Einstrahlung und über Photochemie; außerdem als einleitendes Kapitel, wenn auch nicht mehr unmittelbar hierhergehörend, das Kapitel über die Methoden zur h-Bestimmung und ihre Ergebnisse. Durch sorgfältige Ergänzungen, teilweise auch durch eine etwas andere Disposition haben die bisherigen Autoren – Ladenburg für die h-Bestimmung, Pringsheim für die Lichtemission durch Einstrahlung und Noddack für die Photochemie – den inzwischen erzielten Fortschritten Rechnung getragen und ihre Artikel dem derzeitigen Stand der Forschung angepaßt. So gut wie ganz neu geschrieben wurde der Artikel über die Anregung von Quantensprüngen durch Stoß, dessen Bearbeitung nun de Groot und Penning übertragen worden ist. Die Redaktion des Handbuches hat damit eine vorzügliche Wahl getroffen, und dieser Bericht über Elementarprozesse dürfte berufen sein, in der physikalischen Literatur dieselbe Rolle zu spielen wie sein von Franck und Jordan verfaßter Vorgänger. R. Seeliger.

F. Hopfner, Physikalische Geodäsie. Gr.-8°. XI und 434 S. Mit 49 Fig. Leipzig 1933. Akadem. Verlagsgesellschaft. RM 29,—, geb. RM 31.—.

Das Werk ist eine umfassende Darstellung des Problems der Bestimmung der Erdfigur, wie es sich seit H. Bruns darbietet, nämlich als wesentlich physikalisches Problem, dessen Lösung mit den Sätzen der Potentialtheorie vorzunehmen ist; nur auf diesem Wege brauchen Voraussetzungen über die Massenanordnung in der Erdkruste nicht gemacht zu werden. In diesem Sinne ist Verfasser zunächst bemüht, dem Leser die Hilfsmittel in die Hand zu geben, die zum mathematischen Verständnis und zur Behandlung der Bestimmung der Erdfigur als einer zweiten Randwertaufgabe nötig sind (Kap. I–IV). Sodann geht Verfasser auf die Fragen der Gleichgewichtsfiguren homogener ruhender und rotierender Flüssigkeiten ein und behandelt die Theorie des abgeplatteten Rotationsellipsoids und des dreiachsigen Ellipsoids nach Maclaurin und Jacobi, sowie die Erweiterung dieser Aufgaben durch Poincaré (Kap. V–VIII). Das Clairautsche Problem als Aufgabe aus der Theorie der Gleichgewichtsfiguren rotierender inhomogener Flüssigkeitsmassen und seine Darstellung gibt Anlaß zur Diskussion der verschiedenen Annahmen über die Dichteanordnung im Erdinnern (Kap. IX). Die Entwicklung des Potentials in eine nach Kugelfunktionen fortschreitende Reihe (Kap. X) leitet über zur Behandlung der eingangs formulierten Aufgabe im Sinne von Bruns, dessen Untersuchungen eingehend dargestellt werden. Die Arbeiten von Poincaré, Rudzki und Stokes zur Bestimmung der Undulationen des Geoids aus den beobachteten Lotablenkungen und Schwerkraftwerten werden mit eigenen Untersuchungen des Verfassers zusammengestellt und ausführlich dargelegt. – Das Werk setzt, wie Verfasser selbst betont, Vorkenntnisse auf dem dargestellten Gebiet voraus und ist daher so aufgebaut, daß man Problemstellung und -führung zu seinem Verständnis kennen sollte. (Zur Einführung ist z. B. des Verfassers Darstellung in Bd. I der Ergebnisse der kosmischen Physik, „Neue Wege zur Bestimmung der Erdfigur", zu empfehlen.) Unter dieser Voraussetzung befriedigt das Werk aber sehr durch Einheitlichkeit des Aufbaus und der Durchführung, zumal allgemein gehaltene Zusammenfassungen in jedem Kapitel das Wesentliche deutlich unterstreichen. H. C. Freiesleben.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil I: Differentialrechnung und Grundformeln der Integralrechnung nebst Anwendungen. (Teubners mathematische Leitfäden, Band 21). 4. verbesserte Aufl. 8°. VIII und 201 S. Mit 161 Fig. im Text. Leipzig und Berlin 1932. B. G. Teubner. Kart. RM 5.40.

Das schon früher hier angezeigte, ausgezeichnete Werk bedarf wohl keiner besonderen Empfehlung mehr. Die vorliegende vierte Auflage ist durch einen Abschnitt über lineare Interpolation und durch einen Paragraphen über einige besondere konforme Abbildungen vermehrt. Haupt.

M. J. O. Strutt, Lamésche, Mathieusche und verwandte Funktionen. Ergebnisse der Mathematik und ihrer Grenzgebiete. 1. Bd. VIII und 116 S. Mit 12 Fig. Berlin 1932. Julius Springer. RM 13.60.

Das kleine Büchlein gibt auf engem Raume eine ausgezeichnete zusammenfassende Darstellung der Theorie der Lamé- und Mathieu-Funktionen und ihrer Anwendungen. Das 1. Kapitel gibt eine Übersicht über das Auftreten der entsprechenden Differentialgleichungen, das 2.—4. ist der Hillschen, Mathieuschen und Laméschen im besonderen gewidmet. In den folgenden Abschnitten werden die Anwendungen bei Wellenausbreitungs-, Eigenschwingungs- und wellenmechanischen Problemen besprochen. Den Beschluß bildet ein ausführliches Literaturverzeichnis. Bei der großen Bedeutung der hier besprochenen Funktionen wird eine solche Zusammenstellung sicher von vielen Seiten begrüßt werden, besonders wenn sie in so klarer, gutdurchdachter Weise geschrieben ist, wie die vorliegende.

Tables Annuelles de Constantes et Données numériques de Chimie, de Physique, de Biologie et de Technologie. Vol. VIII (1927/1928). 2 tomes, 2700 S. Relié Fr. 500.—, brosch. Fr. 460.—.

— Vol. IX (1929). 1607 p. Relié Fr. 400.—, brosch. Fr. 370.—.

— de Spectroscopie. Spectres d'Émission. — Spectres d'Absorption. — Électro-Magnéto-Optique. — Diffusion de la Lumière. Rédigées par P. Auger, L. Bruninghaus, V. Henri, F. Wolfers. Extrait des Volumes VIII (Années 1927—1928) et IX (Années 1929). Gr.-4°. 1397 S. Paris 1932. Geb. Fr. 300.—, brosch. Fr. 270.—.

— d'Électricité, Magnétisme et Électrochimie. Rédigées par P. Auger, L. Durand, G. Foex, L. Néel, N. Marinesco, A. Schnorf, N. Thon, F. Wolfers. Extrait des Volumes VIII (Années 1927 bis 1928) et IX (Année 1929). Gr.-4°. 503 S. Paris 1932. Gauthier-Villars et Cie. Geb. Fr. 200.—, brosch. Fr. 170.—.

Die vorliegenden Bände enthalten die Daten aus den Jahren 1927/28 resp. 1929. Gegenüber dem Bande VII, der im Vergleich mit den früheren Bänden wesentliche Ergänzungen und Verbesserungen aufwies (vgl. Physik. Zeitschr. 32, 1931) sind die vorliegenden wenig geändert. Einige wenig umfangreiche Kapitel (Sprengstoffe, Radioelektrizität u. a.) sind ausgelassen worden und sollen im nächsten Bande nachgeholt werden. Besonders begrüßenswert ist der Entschluß, vom IX. an jedem Bande ein Register beizufügen, in der gleichen Anordnung, wie der bereits erschienene Registerband zu Band I—V. In der Tat erleichtert dieses Register das Auffinden in vorbildlicher Weise. Auch sonst sind in vielen Einzelheiten Änderungen zu konstatieren, die alle davon Zeugnis ablegen, daß Herausgeber wie Mitarbeiter bestrebt sind, die Übersichtlichkeit und Reichhaltigkeit dieses Tabellenwerkes zu fördern. Es ist nur zu hoffen, daß auch die noch fehlenden Jahre in kurzer Zeit fertig bearbeitet sind und die Tabellen dann zu wirklichen „Jahrestabellen" werden. Der deutsche Leserkreis wird es auch begrüßen, daß der Mitarbeiterkreis durch deutsche Fachgenossen erweitert worden ist.

Auch diesmal sind wieder die Gebiete „Spektroskopie" und „Elektrizität, Magnetismus und Elektrochemie" gesondert käuflich; auf diese Art dürfte es manchem möglich sein, ohne allzu große Kosten wenigstens ein Tabellenwerk seines Spezialgebietes anzuschaffen. H. Sack.

G. Wiegner und P. Stephan, Technische Physik. Band I: Mechanik einschließlich der Meßtechnik. Gr.-8°. VI u. 312 S. Mit 347 Fig. 5. Aufl. Leipzig 1933. B. G. Teubner. Geb. RM 11.—.

Die vorliegende fünfte Auflage hat zahlreiche Verbesserungen und Ergänzungen erfahren, namentlich in meßtechnischer Hinsicht. Das Buch ist durchaus auf Bedürfnisse der Praxis des Ingenieurs eingestellt und wird sich sowohl für den Unterricht an technischen Mittelschulen wie auch für manche technischen Bedürfnisse des Physikers bewähren. Der Wert des sorgfältig gearbeiteten Werkes ist in scharf umrissenen technischen Problemstellungen und deren leichtfaßlichen Lösungen zu erblicken. Musterbeispiele und Aufgaben sind gut gewählt. Kurze klare Darstellung in Verbindung mit sorgfältigen Abbildungen erzielen beträchtliche Reichhaltigkeit und machen das Buch auch für Leser, die sich über den vorliegenden Rahmen hinaus mit dem Gegenstande beschäftigt haben, wertvoll.

H. Hörig.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor an der Deutschen Universität Prag Dr. Reinhold Fürth zum ord. Professor der Experimentalphysik daselbst, der frühere ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Würzburg Dr. Johannes Stark zum Präsidenten der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Berlin, der Vizedirektor der Firma Siemens & Halske in Berlin Dr. Fritz Fischer zum ord. Professor für Technische Physik an der Eidgen. Technischen Hochschule in Zürich.

Gestorben: Der emeritierte ord. Honorarprofessor der Chemie und chemischen Technologie an der Universität Tübingen Dr. Carl Bülow.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.